www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

14e JAARGANG No. 4, blz. 93-128 APRIL 1952

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

GERUIS VAN ELECTRONENBUIZEN BIJ ZEER HOGE FREQUENTIES

I. DE DIODE

door G. DIEMER en K. S. KNOL. 621.396.822:621.396.645.029.6

Het geruis van radio- en televisieontvangers, voor zover in de ontvanger zelf geproduceerd, wordt bij niet te kleine golflengten veroorzaakt door een aantal tamelijk gecompliceerde verschijnselen, die echter toch theoretisch vrij goed kunnen worden onderzocht. Bij zeer kleine golflengten (decimeter- en vooral centimetergolven) wordt het geruisprobleem zeer veel moeilijker. De looptijden van de electronen door de electronenbuizen zijn dan niet meer klein vergeleken met de trillingsperiode van het electrische wisselveld, en de vorm van de individuele stroomimpulsen gaat dan een rol spelen. In dit artikel wordt toegelicht tot welke complicaties in de analyse van het ruisverschijnsel dit leidt, in het geval van een diode. In een later te publiceren artikel zal worden ingegaan op de ruisverschijnselen bij zeer korte golven in triodes, waarbij zal blijken hoe de aard van de schakeling waarin de buis zich bevindt het geruis kan beïnvloeden.

Het begrip geruis, oorspronkelijk aan de acoustica ontleend, heeft in de electrotechniek een zeer algemene betekenis verkregen. Men duidt er toevallige fluctuaties, bijv. van stromen en spanningen, mee aan. Dergelijke fluctuaties kunnen van thermische oorsprong zijn: thermisch geruis, of samenhangen met de deeltjesstructuur van de electriciteit. In electronenbuizen is het aantal electronen dat per tijdseenheid een bepaalde doorsnede van de buis passeert, aan fluctuaties onderhevig, en dit heeft fluctuaties in de stroom in de uitgangsleiding ten gevolge.

In dit tijdschrift zijn reeds verscheidene artikelen [1]) verschenen over de oorzaken van het geruis bij hoge frequenties (meter- en decimetergolven), zoals dat bijv. in radio- en televisieontvangers en -versterkers optreedt. Nadien is het frequentiegebied dat voor practische toepassing in aanmerking komt verder uitgebreid (centimetergolven), waarbij allerlei speciale problemen, ook wat het geruis betreft, naar voren zijn gekomen. Wij willen in dit artikel nader ingaan op deze problemen, en wel zullen wij, na een algemene inleiding, in het bijzonder onze aandacht richten op het geruis van een diode. In een volgend artikel zullen dan het geruis van een triode, en de beïnvloeding van het geruis door de schakeling waarin zich de buis bevindt, onder de loupe worden genomen.

De oorzaken van het geruis in radio- en televisieontvangapparaten kunnen worden verdeeld in drie categorieën, nl. oorzaken buiten de ontvanger gelegen (antennegeruis), oorzaken in de electronenbuizen van de ontvanger (electronisch geruis), en oorzaken in de rest van de ontvanger (netwerkgeruis). Daar het onze bedoeling is speciaal het electronisch geruis aan een nader onderzoek te onderwerpen, zullen wij over de beide andere categorieën kort zijn; hierover is bovendien in de literatuur die in noot [1]) is aangehaald reeds het nodige gezegd.

[1]) M. Ziegler, Philips techn. T. **2**, 136-141, 1937; **2**, 329-334, 1937, en **3**, 193-201, 1938; C. J. Bakker, Philips techn. T. **6**, 129-138, 1941; M. J. O. Strutt en A. van der Ziel, Philips techn. T. **6**, 178-185, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Antennegeruis en netwerkgeruis

Antennegeruis

Tot het antennegeruis wordt in de eerste plaats bijgedragen door electrische apparatuur in de nabijheid van de ontvanger. Ontstekingsmechanismen van motorvoertuigen, gasontladingslampen, electromotoren, enz. zijn geruisbronnen die velen wel uit eigen ervaring bekend zijn. Het optreden van electrische ontladingen (vonken bijv.) heeft steeds electromagnetische straling over een breed frequentiegebied als gevolg, en het is deze straling die wij als geruis waarnemen. Zij kan vaak ter plaatse van de bron vrij afdoende worden bestreden en kan beter, om ze te onderscheiden van de volgende verschijnselen, met de naam storing worden aangeduid.

In de atmosfeer van de aarde treden ook ontladingen op, namelijk bliksemontladingen. Doordat de ionosfeer electromagnetische straling met golflengten groter dan ongeveer 20 meter reflecteert, kan het atmosferische geruis in dit golflengtegebied nog op zeer grote afstand van de bron (het onweder) merkbaar zijn. De zeer frequente tropische onweders veroorzaken op deze manier over de gehele aarde geruis bij niet te korte golven. Voor golflengten kleiner dan 10 à 20 m wordt het atmosferisch geruis van minder betekenis.

Niet alleen straling van aardse oorsprong speelt een rol, ook uit de wereldruimte komt electromagnetische straling, die als geruis in onze ontvangers merkbaar is. Wij zullen hier niet ingaan op het grote belang van deze straling voor het astronomisch onderzoek, dat de laatste jaren is gebleken. De ionosfeer laat alleen straling beneden ongeveer 20 m golflengte door, het geruis uit de wereldruimte is dus alleen bij korte golven hinderlijk. Bij zéér kleine golflengten echter (kleiner dan 1 m) is de intensiteit van de straling gering, en heeft men er weinig last van. Het geruis uit de wereldruimte is het sterkst bij golflengten tussen 1 en 10 meter; het is dan vergelijkbaar met het atmosferische geruis en het geruis van de ontvanger zelf. Het heeft dan ook weinig zin bij de constructie van ontvangers voor golflengten in het metergolvengebied al te veel aandacht aan het geruis in de ontvanger te besteden. Voor kortere golven (korter dan enkele meters) is het wel van belang dit geruis zoveel mogelijk te beperken.

Netwerkgeruis

Uit thermodynamische beschouwingen kan men afleiden, dat elke ohmse weerstand R die in een schakeling voorkomt, werkt als een bron van geruis, nl. als een stroomgenerator met parallelconductantie $1/R$, die een fluctuerende kortsluitstroom i levert waarvan het kwadratisch tijdsgemiddelde van de amplitude in het frequentiegebied tussen f en $f+\Delta f$ gegeven wordt door:

$$\overline{i^2} = \frac{4kT}{R}\Delta f. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1a)$$

Hierin stelt T de absolute temperatuur van de weerstand en k de constante van Boltzmann voor. Deze uitdrukking hangt niet van de frequentie af. Men kan de weerstand ook opvatten als een ruisspanningsgenerator (met inwendige weerstand R) die een fluctuerende electromotorische kracht u levert. Het kwadratisch tijdsgemiddelde van u in het frequentiegebied tussen f en $f+\Delta f$ wordt dan gegeven door

$$\overline{u^2} = 4\,kTR\Delta f. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1b)$$

De weerstand is natuurlijk verbonden met de rest van de schakeling, die als een belasting van de ruisgenerator is te beschouwen. Nemen we voorlopig aan dat weerstand en schakeling dezelfde temperatuur bezitten, dan gaat van weerstand naar schakeling evenveel ruisvermogen als in omgekeerde richting. Dit vermogen is maximaal als de inwendige weerstand van de schakeling gelijk is aan R (optimale aanpassing). Gemiddeld over de tijd is het ruisvermogen in een frequentiegebiedje Δf dan gelijk aan:

$$p_{\max} = kT\Delta f. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Heeft de weerstand een andere temperatuur dan de schakeling, die we op kamertemperatuur T_0 denken, dan is het thermodynamisch evenwicht waarop bovenstaande beschouwingen zijn gebaseerd, verbroken, en gaat in beide richtingen niet meer evenveel vermogen. Bij optimale aanpassing blijft echter het door de weerstand afgegeven ruisvermogen gelijk aan de door formule (2) gegeven waarde. De verhouding van T tot T_0 noemt men de ruisfactor F van de weerstand. De factor F is een verhouding van twee vermogens, hij wordt vaak uitgedrukt in decibels en dan ruisgetal (N) genoemd. Het begrip ruisfactor blijkt gemakkelijk te kunnen worden uitgebreid voor het geval dat een niet-thermisch geruisproducerende geruisbron aanwezig is.

Verschillende delen van de geruisproducerende weerstand (of meer algemeen, het geruisproducerende netwerk) kunnen verschillende temperaturen bezitten. Men kan dan een bepaald gemiddelde T^* van de in het netwerk optredende temperaturen definiëren, de equivalente ruistemperatuur, zodanig dat geldt:

$$p_{\max} = kT^*\Delta f. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

F is aangegeven door T^*/T_0.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Ook op andere wijze kan afwijking van het thermodynamisch evenwicht optreden, nl. als in de schakeling bronnen van macroscopische spanningen aanwezig zijn, die aanleiding geven tot macroscopische stromen door de weerstanden [2]). In metallische weerstanden is de verstoring van het evenwicht, ook bij grote stroomdichtheden, nog zeer klein, zodat het geruis niet verandert (de driftsnelheid van de electronen is klein vergeleken met hun thermische snelheden). In halfgeleiders, koolweerstanden of contactweerstanden echter kan het lopen van een macroscopische stroom een belangrijke toeneming van het geruis veroorzaken (afgezien van de toeneming door een eventuele stijging van de temperatuur). Dit geruis blijkt van de frequentie afhankelijk te zijn en wel is het gewoonlijk het sterkst bij lage frequenties.

Electronisch geruis bij niet te hoge frequenties (tot 10^7 Hz)

Om de geruisoorzaken in electronenbuizen te beschrijven, wordt meestal naast elkaar gebruik gemaakt van thermodynamische beschouwingen en van beschouwingen die gebaseerd zijn op de deeltjesstructuur van een electronenstroom. Er bestaat een type buis, de buis met dubbele kathode [3]), waarin de electronen in thermodynamisch evenwicht zijn met de omgeving, en waarin daardoor beide beschouwingswijzen hetzelfde resultaat opleveren. Omdat in andere electronenbuizen in het algemeen grote afwijkingen van het thermodynamische evenwicht optreden, zullen wij in dit artikel voornamelijk de tweede beschouwingswijze gebruiken, behalve in die gevallen waar het toepassen van thermodynamische evenwichtsoverwegingen van zelf spreekt.

Voor zeer hoge frequenties (10^9-10^{11} Hz) wordt het geruisprobleem in electronenbuizen, dat op zichzelf al tamelijk ingewikkeld is, nog moeilijker, daar dan de looptijden van de electronen door de buis vergelijkbaar worden met de periode van het wisselveld. Wij zullen daarom eerst het electronische geruis bij niet al te hoge frequenties, in het gebied van de dekametergolven, beschouwen. Hierover is in de in noot [1]) genoemde artikelen reeds uitvoerig gesproken. Wij geven een résumé, aangevuld met enkele nieuwe resultaten op dit gebied.

[2]) Met macroscopische grootheden bedoelen wij grootheden die niet aan toevallige fluctuaties onderhevig zijn, zoals bijv. ideale batterij- en signaalspanningen. We zullen deze grootheden met hoofdletters aangeven, in tegenstelling tot de ruisgrootheden (die we ook microscopische grootheden zouden kunnen noemen), die met kleine letters worden aangeduid.

[3]) D. K. C. MacDonald, Proc. Roy. Soc. A **195**, 225-230, 1948; K. S. Knol en G. Diemer, Philips Res. Rep. **5**, 131-152, 1950.

Hageleffect

Het aantal electronen dat in de buis per tijdseenheid een bepaalde doorsnede passeert, is aan fluctuaties onderhevig. Dit komt doordat het aantal electronen dat per tijdseenheid de kathode verlaat, statistisch fluctueert. Men kan aantonen dat het geruis van een verzadigde diode — dit is een diode met een zo hoge anodespanning dat alle electronen die de kathode verlaten op de anode aankomen — geheel door het hageleffect wordt veroorzaakt. Men vindt voor de anodestroomfluctuaties (die wij, evenals boven, uitdrukken door het kwadratisch tijdsgemiddelde van de amplitude van de ruisstroom in het frequentiegebied tussen de frequenties f en $f+\Delta f$):

$$\bar{i^2} = 2eI_a\Delta f, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

waarin I_a de anodegelijkstroom en e de absolute waarde van de lading van het electron is. Afgezien van mogelijke andere geruisoorzaken geldt deze formule voor het geruis ten gevolge van het hageleffect voor alle buizen, indien slechts voldaan is aan de voorwaarde dat de electronen onafhankelijk van elkaar naar de anode bewegen, zoals bijv. ook in het aanloopstroomgebied van een diode het geval is. Is er echter ruimtelading, dan is formule (4) niet meer geldig.

Verzadigde diodes worden vaak als ruisstandaard gebruikt. Voor niet te hoge frequenties is de inwendige parallelconductantie gelijk aan nul ($dI_a/dV_a = 0$, het kenmerk van verzadiging), zodat de diode een ideale stroomgenerator is. Voor frequenties waarbij de eindige looptijd der electronen een rol gaat spelen, is formule (4) niet meer juist, en wel gaat de ruisintensiteit dan afnemen. Een diode die nog tot in het gebied der decimetergolven als ruisstandaard bruikbaar is, is de Philipsdiode type 10 M.

Invloed van ruimtelading (geruisonderdrukking)

Door Epstein werd aangetoond dat de potentiaal in een diode bij middelbare anodespanning verloopt zoals in *fig. 1* is voorgesteld. Er is een minimum in de potentiaalkromme nabij de kathode (op afstand d_m). Dit wordt veroorzaakt door de ruimtelading, die gevormd wordt door alle electronen die op een zeker moment tussen de kathode en de anode aanwezig zijn. Dit potentiaalverloop volgt uit theoretische overwegingen [4]). Men kan het experimenteel slechts indirect controleren, daar diverse storende effecten de resultaten van het experiment vrij onzeker maken (variaties in uittreepotentiaal over de electrodenoppervlakken, secundaire emissie van de anode en derg.). Van de

[4]) P. H. J. A. Kleijnen, Philips Res. Rep. **1**, 81-96, 1946; A. van der Ziel, Philips Res. Rep. **1**, 97-118, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

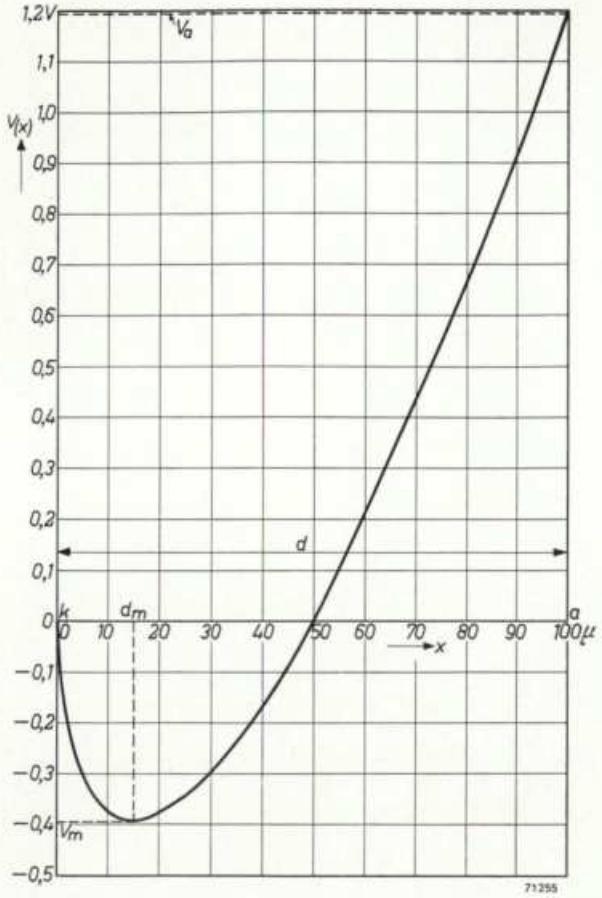


Fig. 1. Potentiaalverdeling voor een aan de practijk ontleend geval in een diode met ruimtelading. De potentiaal $V(x)$ is uitgezet als functie van de afstand x tot de kathode k (die op potentiaal 0 gedacht wordt), d is de electrodenafstand, V_a is de anodespanning. Op afstand d_m van de kathode bevindt zich een minimum in de potentiaalkromme, met diepte V_m. Voor de electronen is het potentiaalminimum (door hun negatieve lading) de moeilijkst te passeren plaats van de buis.

hier volgende beschouwingen mag men dan ook geen exacte numerieke overeenstemming met de practijk verwachten. De diepte van het potentiaalminimum hangt o.a. af van de anodespanning en van de kathodetemperatuur; bij zeer hoge anodespanning is het niet aanwezig, en bij zeer lage kathodetemperatuur evenmin.

De electronen komen niet alle met dezelfde snelheid uit de kathode. Het gemiddelde aantal electronen $\overline{N}(v_x)\mathrm{d}v_x$ met een voorwaartse snelheidscomponent liggend tussen v_x en $v_x + \mathrm{d}v_x$ wordt gegeven door de verdelingsfunctie:

$$\overline{N}(v_x)\mathrm{d}v_x = \frac{I_s m}{ekT} e^{\frac{\frac{1}{2}mv_x^2}{kT}} v_x \mathrm{d}v_x , \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

waarin k en T de bekende betekenis hebben, m de massa van het electron voorstelt en I_s de verzadigingstroomsterkte van de kathode is. Alleen de snelste electronen zijn in staat het potentiaalminimum te passeren en bij te dragen tot de anodegelijkstroom. $N(v_x)$ fluctueert rondom de door formule (5) gegeven waarde. Zou de amplitude van de fluctuaties in de stroom die de anode bereikt relatief even groot zijn als in de stroom die de kathode verlaat, dan zou ook in het geval dat er wel ruimtelading is, voor het geruis formule (4) gelden. De fluctuaties in het aantal overstekende electronen zijn echter relatief kleiner dan in het totale aantal electronen dat van de kathode vertrekt, en het geruis is daardoor naar verhouding zwakker. De oorzaak hiervan is, dat een tijdelijke vergroting van het aantal geëmitteerde electronen het potentiaalminimum zoveel dieper maakt, dat een deel van deze electronen, nl. die electronen met snelheden in een bepaald nauw snelheidsgebiedje (zie beneden), de anode toch niet kunnen bereiken. Het geruis wordt dus gedeeltelijk onderdrukt door de ruimtelading. Dit wordt tot uitdrukking gebracht in de formule:

$$\overline{i^2} = \Gamma^2 2eI_a \Delta f, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

waarin Γ de geruisonderdrukkingsfactor voorstelt: $\Gamma < 1$.

Voor lage frequenties kan men Γ berekenen [5]). In *fig. 2* zijn berekende en experimentele waarden van Γ^2 gegeven als functie van de anodespanning. Het geruis is gemeten aan een als diode geschakelde triode, die op te vatten is als een diode met zeer geringe secundaire emissie.

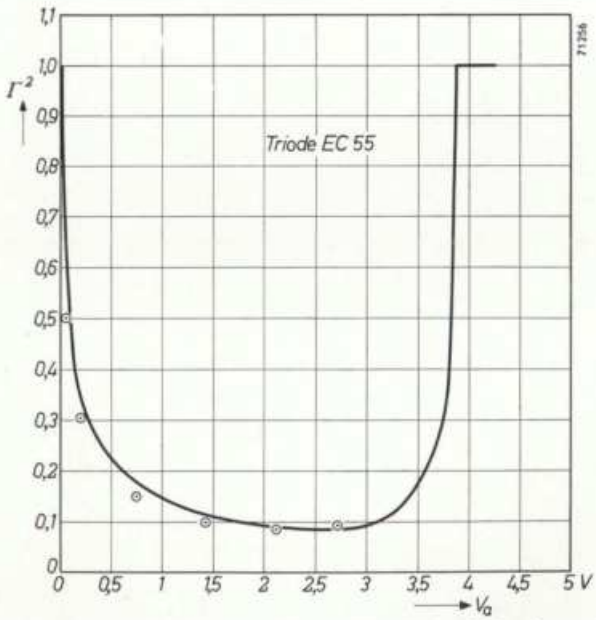


Fig. 2. Het kwadraat van de geruisonderdrukkingsfactor Γ bij de frequentie $6{\cdot}10^6$ Hz als functie van de anodespanning V_a. De figuur geldt voor de als diode geschakelde triode EC 55. De kromme geeft het theoretisch verloop, de cirkeltjes geven de experimenteel gevonden waarden.

[5]) W. Schottky en E. Spenke, Wiss. Veröff. Siemens W. **16**II, 1-41, 1937; D. O. North, B. J. Thompson en W. A. Harris, R.C.A. Rev. **4**, 269-289 en 441-472, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Reflectiegeruis

Electronen die aan de anode aankomen, kunnen aan het anodeoppervlak gereflecteerd worden, en ook kunnen zij uit de anode secundaire electronen vrijmaken. De gereflecteerde electronen zijn het snelst, en kunnen tot in de buurt van het potentiaalminimum doordringen en de diepte daarvan dus vergroten; de secundaire electronen zijn veel langzamer, en hebben in het algemeen niet veel invloed. De anodegelijkstroom daalt door deze invloed van de gereflecteerde electronen, doch de ruisintensiteit wordt groter. Het aantal terugkerende electronen fluctueert in de tijd. Noemen we de gemiddelde stroom van gereflecteerde electronen die de anode verlaat en naar het potentiaalminimum loopt, I_r, dan geldt, als de stroom van op de anode aankomende electronen I_a bedraagt:

$$I_r = rI_a ,$$

waarin r de reflectiecoëfficient is. Voor de fluctuaties in I_r zal volgens (4) gelden:

$$\overline{i_r^2} = 2eI_r\Delta f = 2erI_a\Delta f .$$

Eenvoudigheidshalve onderstellen we dat alle gereflecteerde electronen de kathode bereiken. We vinden zodoende een bovenste grens voor hun invloed op het geruis: I_r moet ten volle van I_a worden afgetrokken, i_r moet ten volle bij i_a worden gevoegd. Fluctuaties, die nagenoeg gelijk zijn aan i_r, ontstaan in I_a door de verdieping van het potentiaalminimum. Deze fluctuaties hebben bij lage frequenties dezelfde faze als die in I_r, zodat voor de totale fluctuaties in I_a als gevolg van de gereflecteerde electronen geldt:

$$\overline{(2i_r)^2} = 8erI_a\Delta f .$$

Het hageleffect in de anodestroom gaf reeds aanleiding tot de fluctuaties (6), zodat het totale geruis wordt gegeven door

$$\overline{i^2} = \overline{i_a^2} + \overline{(2i_r)^2} = 2eI_a\,(\Gamma^2 + 4r) . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Als bijv. $\Gamma^2 = 0{,}05$, een vrij normale waarde, kan een reflectievermogen van 1 % van de anode reeds een verdubbeling van het geruis geven. Dit wordt geïllustreerd door *fig. 3*.

Secundaire-emissiegeruis

Een oppervlak dat speciaal geprepareerd is voor dit doel, kan dienst doen als electronenvermenigvuldiger door secundaire emissie. Het aantal secundaire electronen dat door een primair electron wordt vrijgemaakt, fluctueert statistisch: bij een bepaald oppervlak behoort een emissiefunctie $\beta(m)$, die aangeeft welke de kans is dat een primair electron m secundaire vrijmaakt. Men noemt de gemiddelde waarde van m de secundaire-emissiecoëfficient δ van het oppervlak; δ is gegeven door:

$$\delta = \overline{m} = \Sigma\beta(m)\,m .$$

Voor een goed secundair emitterend oppervlak zal δ ongeveer 5 bedragen.

Ten gevolge van de fluctuaties in m zal de secundaire emissiestroom I_{sec} die wordt opgewekt door een primaire stroom I_{pr} (die we voorlopig vrij van fluctuaties denken), een geruis vertonen. De spreiding in het aantal secundaire electronen per primair electron is volgens de waarschijnlijkheidsrekening gegeven door

$$\sigma^2_{sec} = \overline{m^2} - (\overline{m})^2 = \varkappa\delta - \delta^2 \;(> 0) ,$$

waarin, om straks een gemakkelijk te hanteren uitdrukking te verkrijgen, voor $\overline{m^2} = [\Sigma\beta(m)m^2]$ geschreven is $\varkappa\delta$.

De gemiddelde secundaire gelijkstroom I_{sec} is gelijk aan δI_{pr}, en uit het bovenstaande kunnen we afleiden dat het geruis in de secundaire gelijkstroom wordt gegeven door:

$$\overline{i^2_{sec}} = 2eI_{pr}\,\delta(\varkappa - \delta)\,\Delta f = 2eI_{sec}\,(\varkappa - \delta)\,\Delta f . \quad . \quad . \quad (8)$$

Komen in de primaire stroom ook nog fluctuaties voor volgens (4), (6) of (7), dan moeten deze bijdragen tot $\overline{i^2}$ bij (8) worden opgeteld.

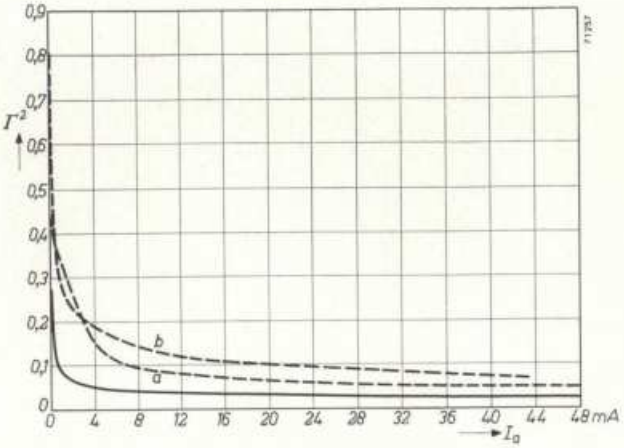


Fig. 3. Invloed van het reflectievermogen van de anode op het geruis van een diode. Getrokken kromme: theoretische waarde van Γ^2 als functie van de anodestroom I_a bij reflectiecoëfficient = 0. Gestippelde krommen: *a* experimentele waarden bij beroete anode (lage reflectiecoëfficient); *b* experimentele waarden voor een blanke nikkelen anode (hogere reflectiecoëfficient).

Flikkereffect

Bij relatief zeer lage frequenties (bijv. lager dan 10 000 Hz) overtreffen de anodestroomfluctuaties in een diode vaak de volgens formule (6) berekende. De intensiteit van dit extra geruis blijkt ongeveer omgekeerd evenredig met de frequentie toe te nemen. De oorzaak van het extrageruis moet worden toegeschreven aan plaatselijke wijzigingen in het kathodeoppervlak, waarvan de karakteristieke tijdsduur tamelijk groot is [6]).

Ionengeruis

In sommige gevallen worden ionen geëmitteerd door de kathode of in de buis gevormd door de electronen, indien er nog gas in de buis aanwezig is. Is er een potentiaalminimum, dan kunnen deze trage ionen, door hun lange verblijftijd nabij het minimum, dit minimum aanzienlijk beïnvloeden. Dit resulteert in een toeneming van het geruis bij frequenties lager dan de reciproke verblijftijd, dat is meestal bij golflengten groter dan enkele meters.

Quantumgeruis

Bij zeer hoge frequenties zal nog een soort geruis kunnen optreden, dat direct samenhangt met het quanteuze karakter van de electromagnetische straling [7]). In een trilholte gevuld met electromagnetische straling die in thermodynamisch evenwicht is met de omgeving, passeert iedere seconde een aantal quanta een gegeven doorsnede. Dit aantal fluctueert statistisch. De grootte van een stralingsquantum behorende bij straling van 1 cm golflengte is $1{,}3 \cdot 10^{-4}$ eV. Dit wil zeggen: de energie, dus de snelheid van een electron, zal in een trilholte waarin een

[6]) J. G. van Wijngaarden, Proefschrift Vrije Universiteit, Amsterdam, 1951.

[7]) D. K. C. MacDonald en R. Kompfner, Proc. Inst. Radio Engrs. **37**, 1424-1426, 1949; **38**, 304, 1950.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

wisselveld van deze frequentie aanwezig is slechts discontinu, nl. in stapjes overeenkomend met $1{,}3 \cdot 10^{-4}$ eV, kunnen veranderen. Het geruis dat hiervan het gevolg moet zijn heeft men nog niet kunnen aantonen.

Verdelingsgeruis

In een buis met verscheidene electrodes zal de verdeling van de electronen over deze electrodes aan fluctuaties onderhevig zijn. Neemt een bepaalde electrode gemiddeld de fractie p van de totale stroom I op, dan worden de fluctuaties in de stroom naar deze electrode volgens de waarschijnlijkheidsrekening gegeven door

$$\overline{i_p^2} = 2ep(1-p)I\Delta f. \quad \ldots\ldots \quad (9)$$

Ook hier moeten reeds aanwezige fluctuaties in I bij die volgens (9) worden opgeteld.

Electronisch geruis van een diode bij zeer hoge frequenties

Zoals wij reeds hebben aangestipt, wordt in het gebied der zeer hoge frequenties de beschrijving der geruisverschijnselen zeer gecompliceerd, doordat nu de looptijden der electronen in de buis (van de orde van 10^{-10} tot 10^{-8} sec) niet meer klein zijn vergeleken met de trillingsperiode van het wisselveld. Het blijkt, dat nu de duur en de vorm van de stroomimpulsen, veroorzaakt door de individuele electronen die door de buis lopen, een rol gaan spelen. De invloed van de eerder genoemde ruisoorzaken verandert, en er komen nieuwe ruisoorzaken bij, zoals wij nu zullen bespreken.

Stroomimpulsen in een electronenbuis

Een electron dat naar de anode toe beweegt, veroorzaakt door het induceren van ladingen op de electrodes (kathode en anode) een stroomimpuls in de anodeketen. De vorm van deze impuls (verloop als functie van de tijd) hangt af van de bewegingstoestand van het electron. Beschouwen wij (*fig. 4*) een electron dat zich beweegt tussen twee vlakke metalen platen *1* en *2*, die door een geleidende verbinding op dezelfde potentiaal worden gehouden. De lading die het electron op plaat *1* induceert, zij Q_1, de lading die het op plaat *2* induceert, zij Q_2. Q_1 en Q_2 zullen slechts afhangen van de afstand x van het electron tot plaat *1*, mits de platen zo groot zijn dat randeffecten kunnen worden verwaarloosd. Om de geïnduceerde ladingen te berekenen, mag men daarom de lading van het electron, e, uitgesmeerd denken over een vlak evenwijdig aan de electrodes. Zij de afstand tussen de electrodes d, dan geldt derhalve:

$$Q_1 = \frac{d-x}{d}\,e\,,$$

$$Q_2 = \frac{x}{d}\,e\,.$$

De stroom i in de uitwendige keten is dus:

$$i = \frac{\mathrm{d}Q_2}{\mathrm{d}t} = \frac{e}{d}\,\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\,.$$

De momentele waarde van de stroom hangt dus alleen van de snelheid van het electron af, en niet van de positie. Ook als het electron nog niet de plaat *2* heeft bereikt, loopt er dus reeds een stroom in de uitwendige keten; dit is een geïnduceerde stroom.

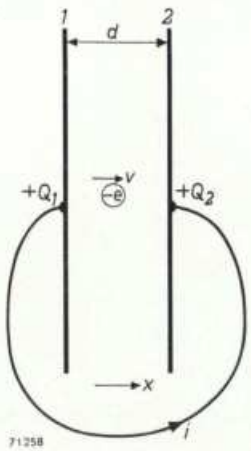


Fig. 4. Ter illustratie van de in de uitwendige leiding geïnduceerde stroom.

In de buis kan men spreken van een convectiestroom, waarvan de momentele waarde wel met de positie van de electronen verband houdt: deze momentele waarde is gelijk aan de netto hoeveelheid lading die per tijdseenheid door een gegeven doorsnede van de buis stroomt. De waarde van de convectiestroom is bij lage frequenties gelijk aan de stroom in de uitwendige keten. Bij frequenties van

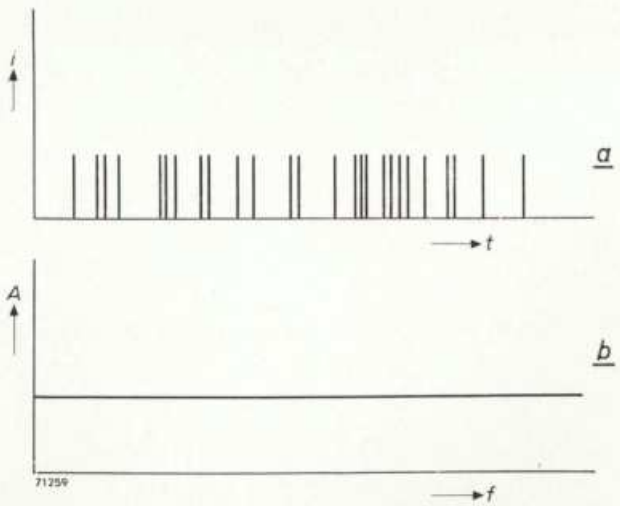


Fig. 5. *a*) De stroom in de uitwendige keten van een diode, opgewekt door de individuele electronen, kan bij lage frequenties worden opgevat als een serie van oneindig smalle impulsen. *b*) Het Fourier-spectrum van zulk een serie heeft een van de frequentie onafhankelijke amplitude A.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de orde van de reciproke looptijd der electronen moeten we met de geïnduceerde stroom rekening houden, en heeft de convectiestroom op een willekeurig ogenblik dus slechts indirect verband met de stroom op dat ogenblik in de uitwendige keten; de convectiestroom is dan niet meetbaar.

Bij niet te hoge frequenties is de stroomimpuls die in de uitwendige keten wordt opgewekt door een individueel electron als oneindig smal te beschouwen. In *fig. 5a* is schematisch afgebeeld hoe de stroom in de uitwendige keten, ten gevolge van alle door de buis bewegende electronen, bij lage frequenties kan worden opgevat als een serie van oneindig smalle impulsen. Ondersteld is hierbij, dat we een verzadigde diode hebben met verwaarloosbare ruimtelading. Een Fourier-analyse van zulk een stroom leert, dat alle frequenties daarin gelijkelijk vertegenwoordigd zijn (fig. 5*b*). Vandaar dat bij lage frequenties het electronisch geruis als van de frequentie onafhankelijk mag worden beschouwd (formule (4)).

Bij hoge frequenties moeten we in aanmerking nemen dat de stroomimpulsen in werkelijkheid niet oneindig smal zijn, doch een eindige breedte en grillige vorm bezitten. In *fig. 6a* is een reeks van zulke impulsen afgebeeld. (Men bedenke dat in de practijk de impulsen elkaar zo snel opvolgen dat ze elkaar nagenoeg volledig overdekken; de figuur is dus niet geheel volgens de werkelijkheid.) Maken we van een impuls van deze vorm een Fourier-analyse, dan blijkt dat het spectrum een nagenoeg constant deel bezit dat zich uitstrekt tot frequenties van de orde van de reciproke tijdsduur der impuls, dit is van de reciproke looptijd van het

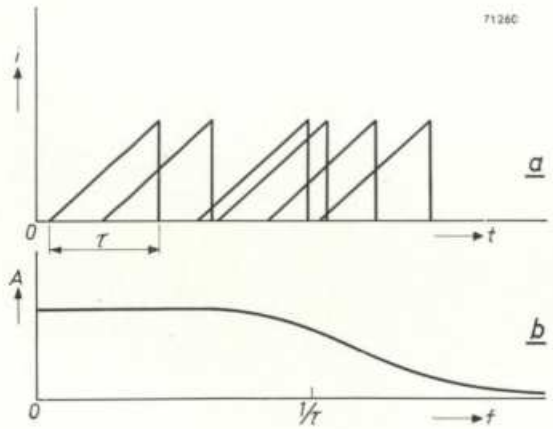


Fig. 6. *a*) Bij zeer hoge frequenties mogen de individuele stroomimpulsen in de uitwendige keten van een buis niet meer als oneindig smal worden beschouwd; zij hebben nl. een tijdsduur van de orde van grootte van de reciproke looptijd τ van de electronen. In deze figuur zijn de impulsen vrijwel gescheiden getekend; in werkelijkheid volgen de impulsen elkaar zo snel op, dat ze elkaar nagenoeg volledig overdekken. *b*) De amplitude van het Fourier-spectrum van deze impulsserie begint af te nemen bij frequenties van de orde van de reciproke looptijd.

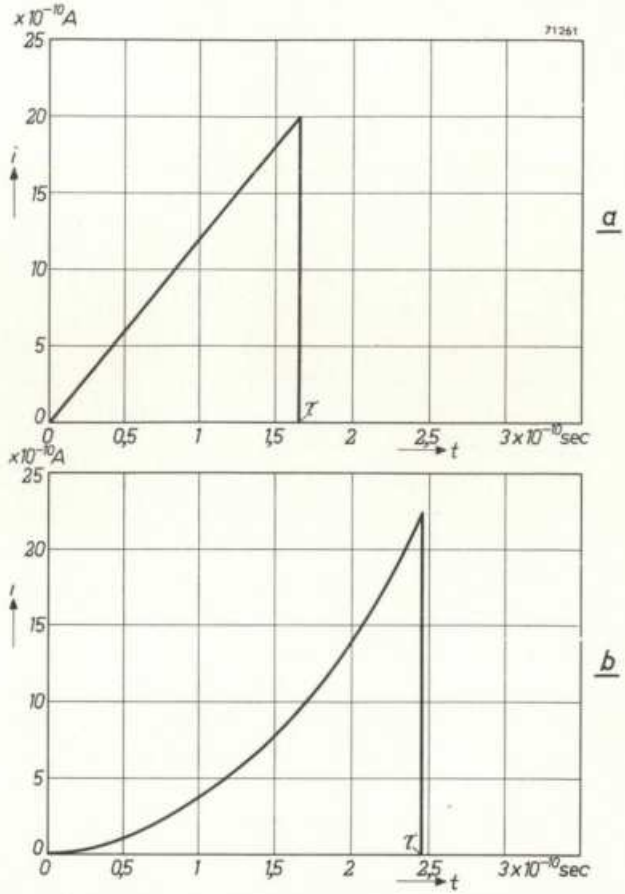


Fig. 7. Vorm van de stroomimpuls (verloop van de stroom i als functie van de tijd t) in de uitwendige keten van een vlakke diode, opgewekt door een electron dat van de kathode naar de anode beweegt: *a*) voor een diode zonder ruimtelading, *b*) voor een diode waarvoor de wet van Child (formule 10)) geldt; τ stelt de looptijd van het electron voor. De figuur is slechts schematisch.

electron (fig. 6*b*). Bij hogere frequenties zal het geruis veroorzaakt door de electronen afnemen (zoals reeds bij het bespreken van de verzadigde diode als ruisstandaard werd opgemerkt).

Wij zullen nu meer in detail nagaan welke de vorm is van de stroomimpulsen in een diode.

Stroomimpulsen in een diode bij zeer hoge frequenties

We beschouwen weer een diode met planparallelle electrodenopstelling. Indien de anodespanning zo hoog is en de emissiestroom zo klein (lage kathodetemperatuur) dat de uittreesnelheid en de ruimtelading verwaarloosd mogen worden, dan lopen de electronen eenparig versneld van kathode naar anode en de stroomimpuls door een electron in de kortgesloten uitwendige keten opgewekt heeft dan een driehoekige vorm (*fig. 7a*). Is er wel ruimtelading doch ligt het potentiaalminimum, dat daarvan het gevolg is, vrijwel op het kathodeoppervlak (dit kan het geval zijn als de anodespanning nog vrij hoog is), dan verloopt de poten-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tiaal in de buis volgens Child [8]) met goede benadering als:

$$V(x) \sim x^{4/3},$$

en hieruit leidt men af dat de snelheid van een electron op een tijd t nadat het de kathode verlaten heeft, wordt gegeven door een uitdrukking van de vorm:

$$v(t) \sim t^2. \quad \ldots\ldots \quad (10)$$

De stroomimpulsen hebben dan dus een parabolische vorm, zie fig. 7*b*. In deze figuren stelt τ de totale looptijd van het electron voor.

Is de ruimtelading zo groot dat het potentiaalminimum niet meer op de kathode ligt, maar ergens tussen kathode en anode in, dan zijn diverse vormen van stroomimpulsen mogelijk. We kunnen dan nl. drie categorieën electronen onderscheiden (zie *fig. 8*):

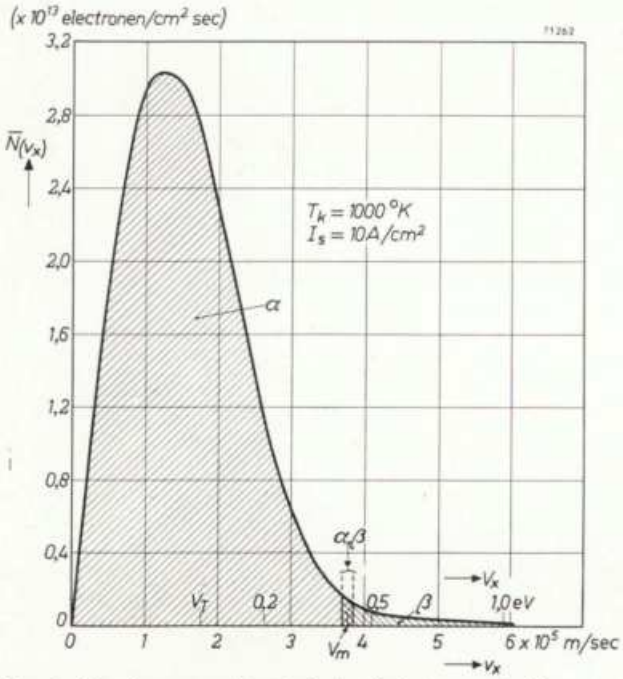


Fig. 8. De electronen die uit de kathode komen hebben een snelheidsverdeling die door formule (5) wordt gegeven, en hier is afgebeeld: de gemiddelde snelheid correspondeert met V_T (uitgedrukt in electronenvolts). De getallen stellen practisch voorkomende aantallen voor. Het grootste gedeelte van de electronen bereikt de anode niet (α-electronen); een kleiner gedeelte bereikt de anode wel (β-electronen). De α-β-electronen hebben snelheden in het overgangsgebied tussen de α- en de β-electronen, rondom de snelheid v_m, die met de diepte van het potentiaalminimum V_m samenhangt volgens $v_m = \sqrt{2eV_m/m}$. Het gedrag van deze electronen is zeer sterk afhankelijk van fluctuaties in de diepte van het potentiaalminimum. v_x is de voorwaartse electronensnelheid. De onderste horizontale schaal geeft v_x in m/sec, de bovenste horizontale schaal geeft de bijbehorende energie V_x in electronenvolts.

[8]) D. C. Child, Phys. Rev. **32**, 492-511, 1911; I. Langmuir, Phys. Rev. **2**, 450-486, 1913.

1) α-electronen, dit zijn electronen die het potentiaalminimum niet kunnen passeren en naar de kathode terugkeren. Deze categorie bevat meestal het leeuwendeel van alle electronen en wij kunnen het aantal α-electronen dat per seconde start, daarom vrijwel gelijkstellen aan de totale electronenstroom die de kathode verlaat. Deze electronen worden dan ook vaak totale-emissie-electronen genoemd, en de verschijnselen die zij veroorzaken totale-emissieverschijnselen. De stroomimpulsen van de α-electronen hebben ongeveer de vorm zoals in *fig. 9a* is geschetst. Op het tijdstip $t = 0$ verlaat een electron met zekere beginsnelheid de kathode, wordt dan vertraagd, keert op het tijdstip τ_α om, wordt in omgekeerde richting versneld en bereikt op het tijdstip $2\tau_\alpha$ de kathode weer. In de buurt van τ_α heeft de stroomimpuls een gedeelte dat minder steil loopt; dit strekt zich over des te langere tijd uit naarmate het electron dichter bij het potentiaalminimum omkeert. Voor electronen die juist het minimum bereiken, zou de looptijd zelfs oneindig groot worden als er geen fluctuaties in dit minimum optraden.

Behalve de beschreven stroomimpulsen treden er nog secundaire stroomimpulsen op, daar tijdens de aanwezigheid van het α-electron nabij het potentiaalminimum dit minimum tijdelijk verlaagd wordt. Hierdoor worden tijdelijk meer electronen tot omkeren gedwongen dan normaal. Wij komen hierop straks terug.

2) β-electronen, dit zijn electronen die met zo grote snelheid de kathode hebben verlaten dat zij het potentiaalminimum passeren. Deze electronen zijn dus verantwoordelijk voor de anodestroom I_a. De stroomimpulsen van de β-electronen hebben de vorm als in fig. 9*b* geschetst. Na het verlaten van de kathode wordt zulk een electron vertraagd, doch na het potentiaalminimum gepasseerd te zijn (op het tijdstip $\tau_{\beta m}$) in dezelfde richting versneld, totdat het de anode bereikt op het tijdstip $\tau_{\beta m} + \tau_{\beta a}$. Ook deze electronen zullen secundaire stroomimpulsen ten gevolge hebben, daar ook zij het potentiaalminimum tijdelijk verdiepen.

3) α-β-electronen, dit zijn die electronen waarvan de uittreesnelheden uit de kathode in een smal gebiedje liggen rondom de grenssnelheid tussen de α- en de β-electronen (corresponderend met de potentiaal V_m in fig. 8). Het gedrag van deze electronen is zeer gevoelig voor kleine variaties in de diepte van het potentiaalminimum, zoals die bijv. door geringe variaties van de anodespanning kunnen worden bewerkstelligd. Hun geringe aantal is voor de α-β-electronen geen beletsel een zeer belangrijke rol te spelen voor de buiseigenschappen;

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

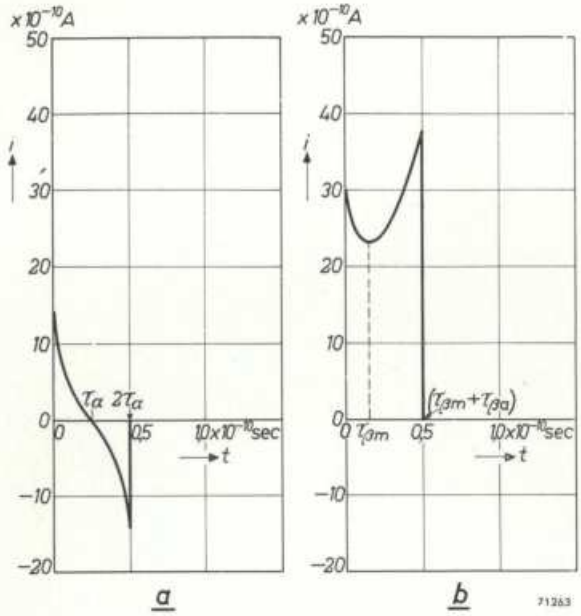


Fig. 9. *a*) Vorm van de stroomimpuls, door een α-electron in een diode met ruimtelading in de uitwendige keten opgewekt. *b*) Idem van de door een β-electron opgewekte impuls. De symbolen worden in de tekst toegelicht.

bijv. zijn zij het die de toeneming of afneming van de anodestroom bepalen, als de anodespanning wordt gevarieerd. Wij kunnen daarom zeggen, dat de α-β-electronen verantwoordelijk zijn voor de statische (laagfrequente) inwendige weerstand van de diode.

Fluctuaties in het potentiaalminimum; secundaire stroomimpulsen

Indien boven het gemiddelde aantal electronen één extra α-electron onderweg is, en wel vooral als dit electron in de buurt van het potentiaalminimum verblijft (omgeving van τ_α in fig. 9*a*), verandert de diepte van dit minimum, zoals in *fig. 10* is voorgesteld [9]). Waar in het vervolg wordt gesproken van de invloed door één enkel electron uitgeoefend, moet dit worden opgevat als een gemiddelde invloed, en wel gemiddeld over een groep van electronen die alle onder vrijwel dezelfde omstandigheden verkeren. Immers, het aantal electronen dat per seconde de kathode verlaat is zo groot, dat we de electronen kunnen samennemen in groepen, waarbinnen de spreiding in aanvangsnelheid en tijdstip van emissie verwaarloosd mag worden. De beweging van zo'n groep heeft dus een verandering van de anodestroom ten gevolge: er keren meer α-β-electronen om. Dit kan beschreven worden door twee secundaire stroomimpulsen in de uitwendige keten, nl. ten eerste die, veroorzaakt door een tijdelijk tekort aan doorgaande electronen („gaten", die in het minimum vertrekken en naar de anode bewegen in een meer dan lineair versnellend veld, looptijd $\tau_{\alpha\beta a}$); en ten tweede die, veroorzaakt door een even groot surplus aan omkerende electronen (die in een meer dan lineair versnellend veld naar de kathode bewegen, looptijd $\tau_{\alpha\beta c}$). Beide stroomimpulsen zijn resp. als kromme *I* en *II* schematisch in *fig. 11a* voorgesteld. In de buurt van het potentiaalminimum hebben zowel „gaten" als surplus-electronen een relatief zeer lange verblijftijd, zodat $\tau_{\alpha\beta a}$ en $\tau_{\alpha\beta c}$ veel groter zijn dan $\tau_{\beta a}$ en τ_α.

Daar er slechts weinig α-electronen tot dicht bij het minimum doordringen, is vooral bij niet te lage anodespanning (weinig ruimtelading) de amplitude van de stroomimpulsen *I* en *II* slechts klein vergeleken met de primaire impuls der α-electronen. De totale stroomimpuls der α-electronen is dan nagenoeg gelijk aan de primaire; hij is in fig. 11*b* afgebeeld. Het resulterende oppervlak onder de kromme is nagenoeg gelijk aan nul. Dit betekent dat bij lage frequenties de amplitude van het Fourier-spectrum vrijwel nul zal zijn. Er is echter

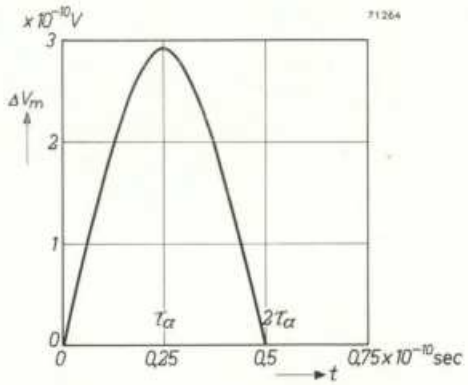


Fig. 10. Een α-electron ergens tussen anode en kathode veroorzaakt op zijn weg (looptijd $2\tau_\alpha$) een geleidelijke verandering ΔV_m van de diepte van het potentiaalminimum.

een gering overschot onder de as: dit geeft het zeer zwakke zg. totale-emissiegeruis bij lage frequenties weer. Uit fig. 11*b* ziet men, dat voor hoge frequenties de impuls een periodiek karakter heeft, waarin een golf met periode van ongeveer $2\tau_\alpha$ zal domineren. Dwz. het Fourier-spectrum van deze impuls vertoont grote amplitudes bij frequenties van de orde van $1/(2\tau_\alpha)$; dit is meestal in het centimetergolvengebied. In de uit-

[9]) Een tekort aan geëmitteerde electronen veroorzaakt op het teken na dezelfde verschijnselen als een surplus. Daar we hier de fluctuaties bestuderen, behoeven we ons om het teken niet te bekommeren. Behalve fluctuaties in de diepte van het potentiaalminimum treden ook fluctuaties in de plaats op. De laatste geven echter effecten van hogere orde, die hier buiten beschouwing kunnen blijven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

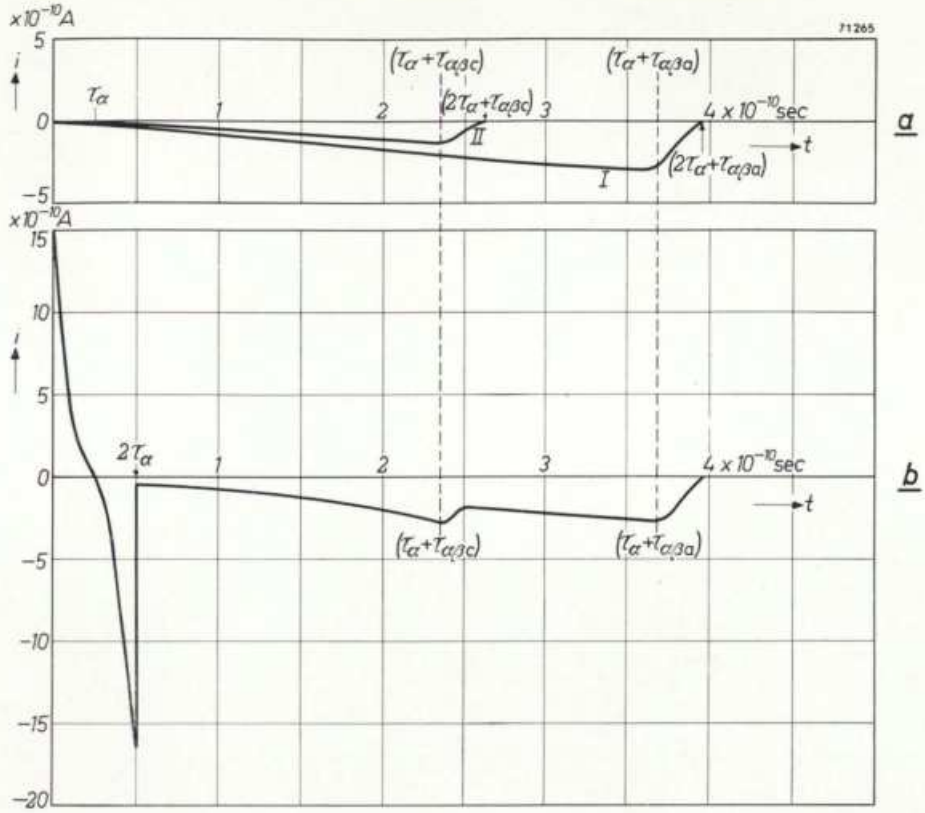


Fig. 11. *a*) De verandering van de diepte van het potentiaalminimum heeft tot gevolg dat minder α-β-electronen de anode bereiken. Men kan dit voorstellen door een stroom (*I*) van „gaten" van het potentiaalminimum naar de anode (met looptijd $\tau_{\alpha\beta a}$ ($> \tau_\alpha$)) die ongeveer op het tijdstip τ_α merkbaar inzet en na $\tau_\alpha + \tau_{\alpha\beta a}$ weer snel afneemt (met afvaltijd τ_α), en door een stroom (*II*) van extra-electronen die met looptijd $\tau_{\alpha\beta c}$ ($> \tau_\alpha$) naar de kathode teruglopen. Ook deze stroom begint pas van belang te worden na τ_α en duurt $2\tau_\alpha + \tau_{\alpha\beta c}$. *b*) De totale stroomimpuls door een α-electron in de uitwendige keten veroorzaakt. Deze is nagenoeg gelijk aan de primaire stroomimpuls van fig. 9*a*, doch heeft een klein overschot aan de negatieve kant. In deze en de volgende figuur is dit overschot sterk overdreven getekend.

wendige keten treden dus relatief grote wisselstromen met dergelijke frequenties op, en veroorzaken geruis. Men noemt dit het hoogfrequente totale-emissiegeruis [10]).

Als de naar de kathode terugkerende electronen gedurende hun looptijd verblijven in een uitwendig wisselveld met een trillingsperiode die niet meer zeer klein is vergeleken met de looptijd, zullen ze bewegingen uitvoeren waarbij periodieke variaties voorkomen in het rhythme van dit wisselveld. Daardoor induceren zij wisselstromen van deze periode in de uitwendige keten, wisselstromen die in het algemeen in faze verschoven zijn ten opzichte van het uitwendige wisselveld, en die een belasting vormen voor de spanningsbron welke dit wisselveld produceert. Deze belasting kan ten gevolge van de fazeverschuiving worden opgevat als een complexe admittantie, de totale-emissie-admittantie. Het reële deel hiervan noemt men de totale-emissiedemping.

Deze demping kan men opvatten als een equivalente ruisweerstand, die voor het totale-emissiegeruis verantwoordelijk is. Men vindt dan dat deze weerstand een equivalente temperatuur heeft die gelijk is aan de kathodetemperatuur, hetgeen niet zo verwonderlijk mag worden geacht, daar de α-electronen vrijwel in thermisch evenwicht verkeren met de kathode.

Een β-electron veroorzaakt ook een verandering van de diepte van het potentiaalminimum. Deze verandering is veel groter dan die veroorzaakt door een α-electron, daar de β-electronen gemiddeld veel langer dan de α-electronen in de buurt van het minimum verblijven. De secundaire stroomimpulsen door de β-electronen veroorzaakt, zijn in vorm vrijwel gelijk aan die van fig. 11*a*, doch hebben in overeenstemming met het bovenstaande veel grotere amplitudes. De vorm van de totale β-stroomimpuls, primaire en secundaire tezamen, is in *fig. 12* geschetst.

[10]) A. van der Ziel en A. Versnel, Philips Res. Rep. **3**, 13-23, 1948; J. J. Freeman, J. Res. Bur. Standards **42**, 75-88, 1949.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

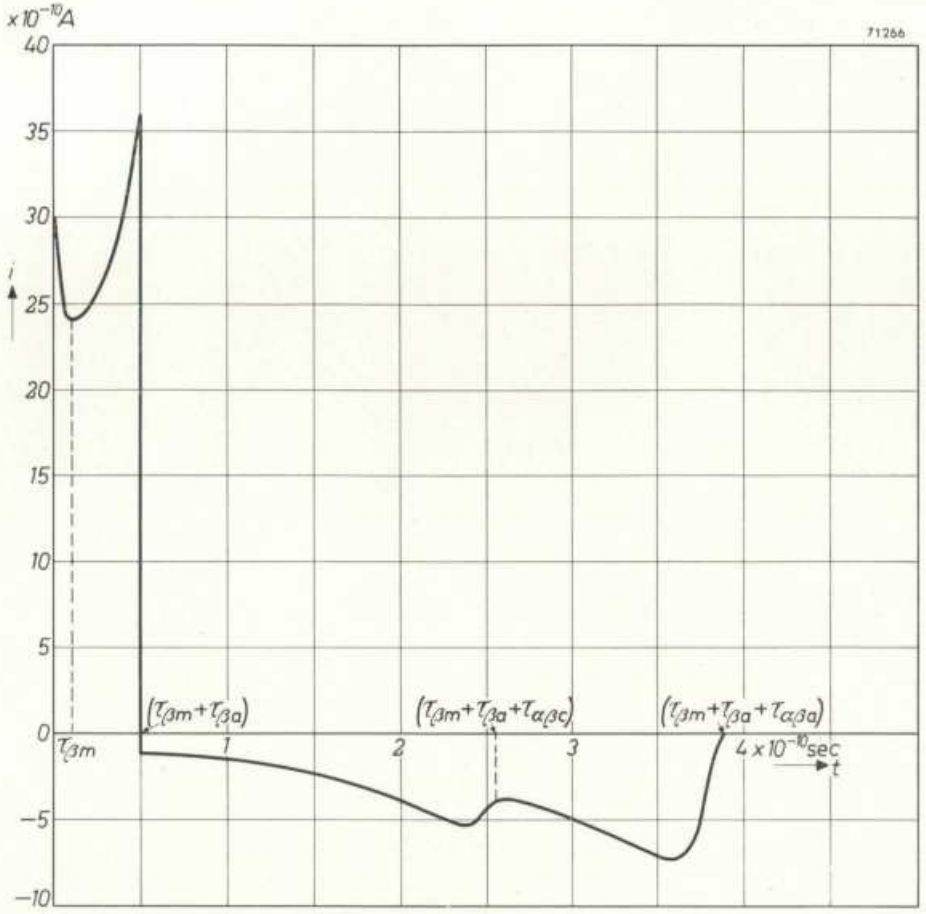


Fig. 12. De vorm van de totale stroomimpuls veroorzaakt door een β-electron. De secundaire stroomimpulsen zijn hier veel sterker dan die van de α-electronen. De index β heeft betrekking op de primaire impuls, de index $\alpha\beta$ op de secundaire impulsen.

Het blijkt dat, gemiddeld over diverse aanvangsnelheden, ook hier, doch nu als gevolg van de ruimtelading, het oppervlak van de kromme boven de as nagenoeg gelijk is aan dat onder de as, hetgeen betekent dat bij lage frequenties de β-electronen nagenoeg geen geruis veroorzaken. Het Fourier-spectrum van de β-impulsen bevat echter sterke componenten nabij de hoge frequentie $f = 1/(\tau_{\beta m} + \tau_{\beta a} + \tau_{\alpha\beta a})$, en bij deze frequentie veroorzaken de β-electronen dus wel een aanmerkelijke bijdrage tot het geruis. In *fig. 13a* is weer, evenals in fig. 6*a* en *b*, een serie van elkaar overdekkende (β-)impulsen getekend, terwijl fig. 13*b* het bijbehorende geruisspectrum weergeeft. Bij lage frequenties is de intensiteit, ten gevolge van de geruisonderdrukking, kleiner dan die volgens fig. 6*b*, doch bij frequenties van de orde van de reciproke looptijd kan zij door de speciale vorm der impulsen tot ongeveer de dubbele waarde van het niet onderdrukte geruis van fig. 6*b* stijgen. Bij nog hogere frequenties nadert ook hier de intensiteit tot nul.

De conclusie die wij uit dit alles trekken, luidt, dat als gevolg van de invloed van de electronen op het potentiaalminimum, electronenbuizen bij zeer hoge frequenties meer geruis zullen vertonen dan bij middelbare frequenties. Dit wordt ook experimenteel gevonden, zoals in *fig. 14* is geïllustreerd.

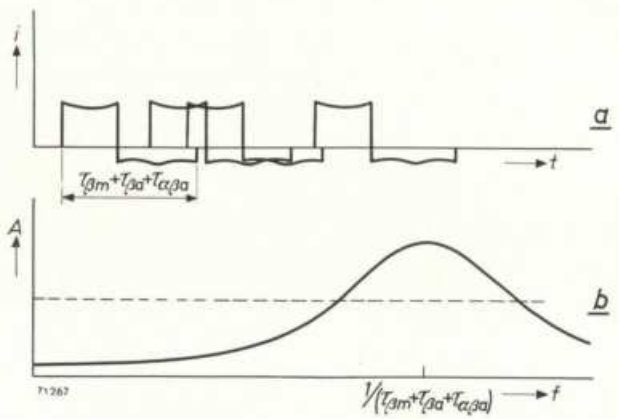


Fig. 13. Als fig. 6, doch nu voor een diode met ruimteladingsonderdrukking. *a*) Vorm van de stroomimpulsen (zie fig. 12), *b*) ruisspectrum. Bij lage frequenties is de ruisintensiteit veel geringer dan die van het niet-onderdrukte geruis in fig. 6*b* (aangegeven door de horizontale stippellijn), bij frequenties van de orde van de reciproke looptijd kan zij tot ongeveer de dubbele waarde stijgen; bij nog hogere frequenties neemt de intensiteit weer af.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

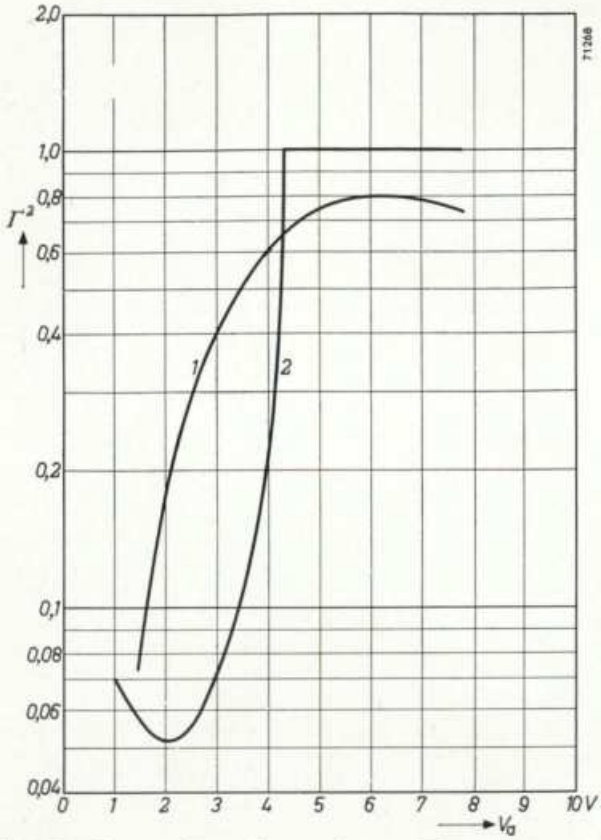


Fig. 14. De experimentele waarde van I^{-2} van een experimentele diode met L-kathode is bij $\lambda = 3$ cm (kromme *1*) en voor matige anodespanningen veel hoger dan de theoretische waarde bij lage frequenties (kromme *2*).

Looptijdfuncties in een diode

In het bovenstaande hebben wij de vorm van de stroomimpulsen onderzocht die de in de buis bewegende electronen in de uitwendige leiding induceren. Daarna hebben wij op deze stroomimpulsen Fourier-analyse toegepast, waaruit bleek, dat bij frequenties van de orde van de reciproke looptijden van de electronen door de buis het geruis in de uitwendige leiding sterker is dan bij lagere frequenties. Op deze methode is physisch niets aan te merken; voor quantitatieve berekeningen echter is zij niet goed geschikt. Vandaar dat in de practijk veel gebruik gemaakt wordt van een benaderingsmethode.

Men begint dadelijk met een Fourier-analyse te maken van de convectie-ruisstroom i_{con}, die veroorzaakt wordt door de electronen die de kathode verlaten. Men kiest vervolgens een component $i_{con}(f)$ van bepaalde frequentie uit het spectrum, en gaat na hoe het verband is met de ruisstroomcomponent $i(f)$ van die frequentie in de (kortgesloten) uitwendige keten. Dit verband wordt gegeven door een zg. looptijdfunctie Ψ_1, gedefinieerd als

$$i(f) = i_{con}(f)\Psi_1 .$$

Ψ_1 is een complexe functie van het argument $jf\tau$, als τ de gemiddelde looptijd van kathode naar anode voorstelt.

Mathematisch is het zeer moeilijk, zo niet onmogelijk, bij de berekening van Ψ_1 de wisselwerking van de electronen met elkaar nabij het potentiaalminimum in aanmerking te nemen. Onder zekere vereenvoudigende veronderstellingen, o.a. dat de beginsnelheden der electronen verwaarloosbaar zijn, kan Ψ_1 echter wel berekend worden [11]).

Is over de buis een signaalwisselspanning aanwezig, dan zal deze spanning de diepte van het potentiaalminimum beïnvloeden. Er begint dan in het potentiaalminimum een convectiewisselstroom I_{con}, die een signaalwisselstroom I in de uitwendige keten ten gevolge heeft. Ook I kunnen we met behulp van een looptijdfunctie in I_{con} uitdrukken. Deze looptijdfunctie, Ψ_2, verschilt van Ψ_1, doordat de electronen nu lopen in een wisselend potentiaalveld waarvan de faze een zekere relatie heeft met de faze van I_{con}. De ruisstromen daarentegen staan in geen enkel verband met een eventueel aanwezige signaalspanning. Ook de functie Ψ_2 heeft men met de genoemde benadering berekend. Als betere benadering heeft men wel de statische diepte en de plaats van het potentiaalminimum in rekening gebracht, maar men heeft tot dusverre steeds de hoogfrequente fluctuaties in het potentiaalminimum verwaarloosd [12]).

Ondanks de benaderingen, zijn de looptijdfuncties in de practijk zeer bruikbaar gebleken. Men dient echter bij de toepassing ervan de gevonden resultaten steeds cum grano salis te nemen.

De hier gegeven beschouwingen over de diode zijn in hun geheel ook toe te passen op buizen met meer electrodes, zoals de triode. De ruisverschijnselen worden dan echter in veel grotere mate bepaald door de schakeling waarin de buis zich bevindt. Al naar de aard van deze schakeling kunnen de stromen in de ingangs- en uitgangsleidingen elkaar verschillend beïnvloeden. Het blijkt mogelijk te zijn in het geval van de triode de schakeling zo te kiezen dat door deze wederzijdse beïnvloeding een gedeeltelijke compensatie van het geruis wordt verkregen. Van zulk een compensatie is bij de diode natuurlijk geen sprake, daar er dan maar één uitwendige leiding bestaat. In een volgend artikel zullen wij het geruis van de triode behandelen. De ingewikkeldheid van het probleem maakt het noodzakelijk dat we daarbij gebruik maken van de benadering met

---

[11]) C. J. Bakker en G. de Vries, Physica **2**, 683-697, 1935.
[12]) A. van der Ziel, Wireless Eng. **28**, 226-227, 1951.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

behulp van looptijdfuncties. Desondanks zal het mogelijk zijn voor de practijk zeer belangrijke conclusies te trekken.

Samenvatting. Na een overzicht van de diverse geruisoorzaken in en buiten een radio-ontvanger, wordt het geruis dat ontstaat door de beweging van de electronen in een diode (electronisch geruis) aan een nader onderzoek onderworpen. Bij niet te hoge frequenties (lager dan 10^7 Hz) zijn een aantal geruisoorzaken werkzaam, o.a. het hageleffect, die kort worden besproken. De invloed van een eventueel aanwezige ruimtelading op de potentiaalverdeling in de buis, en daarmee op het geruis, wordt nagegaan. Bij frequenties omstreeks 10^8 Hz en hoger, waarbij de looptijden van de electronen niet meer als oneindig kort mogen worden beschouwd, treden nieuwe geruisverschijnselen op. Deze hangen samen met de eindige duur en de speciale vorm van de stroomimpulsen die door de individuele electronen in de uitwendige buisleidingen worden opgewekt. Zo ontstaat hierdoor o.a. het totale-emissiegeruis. Ook signaalstromen ondervinden bij zeer hoge frequenties de invloed van de eindige duur van de stroomimpulsen waaruit ze zijn opgebouwd, hetgeen zich o.a. verraadt in een toenemen van de ingangsdemping (totale-emissiedemping). Ingegaan wordt op het verschillend gedrag van ruisstromen en signaalstromen in de buis. Beide soorten stromen kunnen bij benadering beschreven worden door (verschillende) looptijdfuncties.

DE ROL VAN DE ELECTRONENMICROSCOOP BIJ HET ONDERZOEK VAN PLANTENZIEKTEN

door E. van SLOGTEREN *).

632.3:581.23:621.385.833

Het zou water naar de zee dragen zijn, een betoog te houden over het nut van de electronenmicroscoop voor de biologie. Niettemin is het de moeite wel waard, de rol die dit moderne instrument in een speciaal gebied van de biologie, de phytopathologie, speelt, eens wat nader te beschouwen. Het Laboratorium voor Bloembollenonderzoek te Lisse, dat onder leiding van Prof. Dr. E. van Slogteren reeds lange tijd een vooraanstaande plaats op dit gebied inneemt, is een der instituten die zich bij hun werk van het nieuwe hulpmiddel der electronenmicroscopie bedienen. Het hier volgende artikel zal de lezers slechts een zeer beknopt beeld geven van het phytopathologisch onderzoek; het zal voornamelijk de mogelijkheden van de electronenmicroscoop illustreren aan de hand van een aantal uitstekende electronenmicroscoop-opnamen die door de onderzoekers te Lisse zijn verkregen.

Onder de talrijke variëteiten tulpen in de standaardcollecties van onze bloemisten treft men een aantal variëteiten aan van het zogenaamde „gebroken" type. Deze zijn gekenmerkt doordat de bloembladen uit verschillend gekleurde delen bestaan, die zowel diverse kleurencombinaties als diverse patronen te zien geven (gevlamd, gestreept, gevind, gespikkeld, gevlekt, enz.). *Fig. 1* toont een fraaie gebroken tulp van de variëteit Cottage Tulp Perseus.

Deze tulpensoorten zijn volstrekt niet nieuw. De oudste bekende beschrijving van gebroken tulpen stamt uit 1576 (Clusius). Toen in het begin van de 17e eeuw, vooral in Frankrijk en in Nederland, de tulpen in de mode kwamen, namen de gebroken tulpen daarbij een voorname plaats in. Daarvan leggen o.a. de in die jaren geschilderde bloemstillevens getuigenis af, met name de talrijke stukken van de leden der familie Bosschaert (vader en drie zoons), waarvan wij in *fig. 2* een fraai voorbeeld reproduceren. Gebroken tulpen waren zelfs het belangrijkste object van de beruchte

Fig. 1. Gebroken tulp, variëteit Cottage Tulp Perseus. (Ontleend aan: E. van Slogteren en Maria P. de Bruyn Ouboter, Mededelingen Landbouwhogeschool Wageningen **45**, No. 4, 1941.)

*) Laboratorium voor Bloembollenonderzoek, Lisse.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tulpenwindhandel in de jaren 1634 tot begin 1637.

Betrekkelijk nieuw echter is het inzicht dat gebroken tulpen in feite geen afzonderlijke soorten zijn, maar exemplaren van gewone soorten die door een ziekte zijn getroffen; de fraaie vlekken of vlammen van de bloembladen zijn daarvan de symptomen.

Hoewel de ziekte de gebroken tulp zelf schijnbaar niet veel kwaad doet, en in het bijzonder haar voortplantingsvermogen niet wezenlijk schijnt te beïnvloeden, kan hetzelfde in het algemeen niet worden gezegd van andere gewassen (of zelfs van andere tulpenvariëteiten), waarop de ziekte op verschillende manieren, bijv. door bladluizen, kan worden overgebracht.

We kunnen dit nog veel krasser zeggen. De gebroken tulp is een van de zeldzame hoewel spectaculaire gevallen waarin een plantenziekte van economisch nut kan zijn. In de grote meerderheid der gevallen is natuurlijk het tegendeel waar. In feite kan het belang van plantenziekten als een wezenlijke bedreiging van het menselijk bestaan nauwelijks overschat worden. Vrijwel ieder gewas kan worden aangetast, niet slechts door één, maar door verscheidene ziekten, en het onderzoek van deze ziekten mag een object van het grootste belang voor onze wetenschappelijke krachtsinspanning worden geacht. Menige practische maatregel is reeds uit zulk onderzoek voortgesproten; zo bijv. de beperkingen die aan het kweken en verhandelen van gebroken tulpen zijn opgelegd, of het in Nederland verplicht gestelde onderzoek van voor export bestemde pootaardappelen op de aanwezigheid van o.a. het aardappel-X-virus.

Het aardappel-X-virus: het zal bekend zijn dat vele besmettelijke plantenziekten aan viren moeten worden toegeschreven. Viren zijn, zoals men nu weet, verantwoordelijk voor het breken der tulpen. Andere ziekten worden veroorzaakt door schimmels of door bacteriën, zoals bijv. de Geelziekte van hyacinthen (veroorzaakt door Xanthomonas hyacinthi (Wakker) Dowson).

Een virus is een parasiterend agens, dat in levende weefsels wordt aangetroffen; het is in staat zich te vermeerderen en het kan op andere weefsels worden overgebracht. In dit opzicht zijn viren vergelijkbaar met bijv. bacteriën. Eén van de hoofdkenmerken van een virus echter, waardoor dit zich van bacteriën onderscheidt, is zijn kleinheid. Het is gebleken dat virusdeeltjes door geen enkel normaal bacteriefilter worden tegengehouden — een feit dat in de jaren toen het begrip virus nog slechts vaag omlijnd was [1]), een middel leverde om het agens te concentreren, en dat oorspronkelijk als een der essentiële eigenschappen van een virus werd aangemerkt. Tegenwoordig kent men enkele viren die wèl door een filter kunnen worden tegengehouden. De meeste viren echter zijn inderdaad uiterst klein, te klein om onder de sterkste optische microscoop te kunnen worden waargenomen. Een van de kleinste, het mond- en klauwzeervirus, bestaat, zoals men thans weet, uit deeltjes die ongeveer 10 millimicron groot zijn.

Heden ten dage kent men meer verschillen tussen viren en bacteriën. Het meest fundamentele verschil is wel dat viren zich alleen in levende cellen kunnen vermeerderen, terwijl bacteriën kolonies in dode stof kunnen vormen, bijv. in bouillon. Dit bewijst dat bacteriën levende organismen moeten zijn, wat voor viren nog niet geheel uitgemaakt is. Vele onderzoekers zijn de mening toegedaan, dat een virus geen organisme is, maar eenvoudig beschouwd moet worden als een reusachtig eiwitmolecuul.

De (volgens macroscopische maatstaf!) zeer kleine afmetingen van de viren, die alle pogingen om ze onder de microscoop zichtbaar te maken deden mislukken, gaven aan het onderzoek op dit terrein jaren lang een zweem van tasten in het duister. De uitwerking van het „parasiterende agens" kon duidelijk worden nagegaan, het kon worden overgebracht op andere planten, zijn reacties op chemicaliën en andere „agentia" konden worden bestudeerd — maar nog nimmer had iemand het aanschouwd. Het stellen van de diagnose van een plantenziekte, dat in de practische bestrijding der ziekte van overheersend belang is, moest voornamelijk worden gebaseerd op de bestudering der symptomen. In latere jaren vond men een belangrijk diagnostisch hulpmiddel in een serologische reactie, die o.a. in het Laboratorium voor Bloembollenonderzoek te Lisse werd ontwikkeld [2]). Deze reactie berust op het vermogen van plantenviren om in het bloed van bijv. konijnen de vorming van specifieke antistoffen op te wekken. Indien het serum dat deze antistof bevat (antiserum) toegevoegd wordt aan een praeparaat van plantensap dat het oorspronkelijke virus bevat, zal het een, voor het oog waarneembare, samenklontering of neerslag veroorzaken, bestaande uit virusdeeltjes, of uit celdelen die aan hun oppervlak het virus hebben

---

[1]) D. Iwanowski, Über die Mosaikkrankheit der Tabakspflanze, Bull. Acad. Imp. Sci. St. Pétersb. N.S. III, **35**, 67-70, 1892.

[2]) E. van Slogteren, De betekenis van de serologie voor het virusonderzoek, T. Plantenziekten **49**, 1-21, 1943.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 2. Schilderij van Ambrosius Bosschaert d. J., uit het jaar 1635. Temidden der bloemen zijn twee gebroken tulpen te zien, van een thans niet meer bekende variëteit. (Gereproduceerd met toestemming van de Directie van het Centraal Museum te Utrecht. De reproductie werd uitgevoerd door de N.V. Wereldbibliotheek te Amsterdam.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

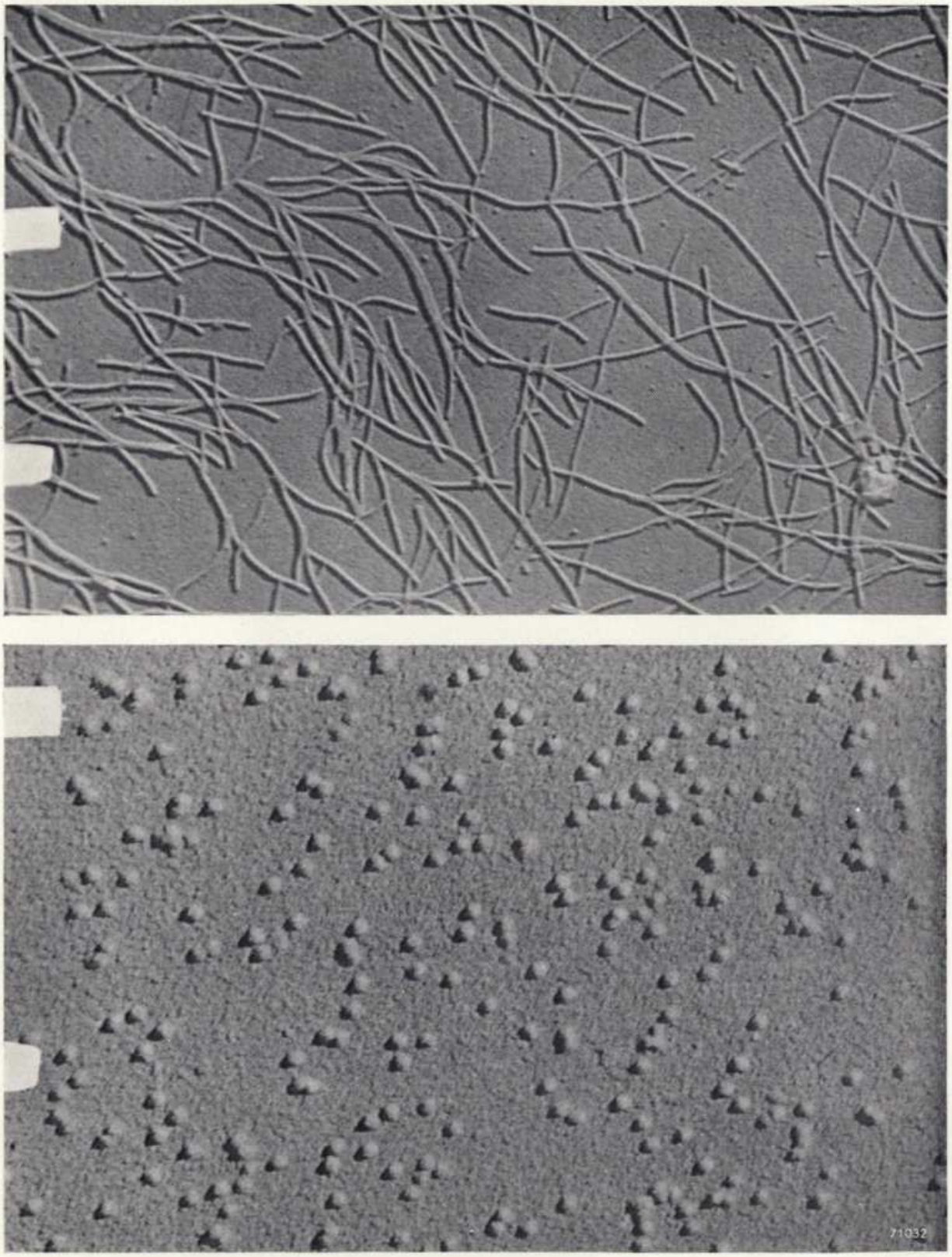


Fig. 3. *a*) Electronenmicroscoop-opname van het aardappel-X-virus. Vergroting 30 000 ×.
b) Virus van anjelierenmozaiekziekte. Vergroting 50 000 ×. (Deze foto, evenals de foto's fig. 4, 5 en 6, is overgenomen uit het in [4]) aangehaalde artikel.)
Alle electronenmicroscoop-opnamen afgebeeld in dit artikel zijn gemaakt met de Philips 100 kV electronenmicroscoop (zie Philips techn. T. **12**, 33-51, 1950). De plantensap-praeparaten werden uitgestreken op een dunne film van „Formvar" (polyvinylformal opgelost in een $\frac{1}{4}$ %-oplossing van zuivere chloroform), die de smalle spleet van de object-houders bedekt. Alle afgebeelde praeparaten zijn geschaduwd met palladium. De afstand tussen de twee blokjes aan de rand is altijd 1 μ.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

geadsorbeerd. Antisera konden echter tot nu toe slechts in een beperkt aantal gevallen worden verkregen, terwijl aan de andere kant, zelfs met een positieve serologische reactie, de diagnose nog niet als volledig mag worden beschouwd, zolang, in overeenstemming met één van Robert Koch's postulaten, het parasiterende agens niet daadwerkelijk in de gastheer is aangetoond.

Onder deze omstandigheden is het niet verwonderlijk dat, toen de electronenmicroscoop aan de kinderschoenen ging ontwassen (en zelfs daarvóór), de plantenziektekundigen gretig de mogelijkheid aangrepen om met dit instrument deeltjes van submicroscopische afmetingen, tot 100 mμ of minder, te onderscheiden. Reeds in 1939 slaagden Kausche, Pfankuch en Ruska [3]) er in, gebruik makend van de electronenmicroscoop, plantenvirus-„deeltjes" voor het oog zichtbaar te maken.

Sedert een aantal jaren is nu de electronenmicroscoop in vele laboratoria in geregeld gebruik voor het onderzoek van plantenziekten, en hij heeft reeds een groot aantal bijzonderheden betreffende vele soorten viren aan het licht gebracht. De vorm en afmetingen van virusdeeltjes heeft men bestudeerd (*fig. 3a* en *b*), de aard van de voornoemde serologische reactie onderzocht, de „kristallisatie" van enkele soorten viren (o.a. het „bushy stunt" virus van de tomaat) opgehelderd, enz.

Het is duidelijk dat voor de electronenmicroscoop een belangrijke taak was weggelegd in de diagnostiek. Met zijn hulp werd het mogelijk in vele gevallen een besmetting in verdachte planten afdoende te bewijzen, en het hiervoor aansprakelijke virus te identificeren [4]). Hier moge een beschrijving volgen van een typisch geval dat we tegenkwamen bij een onderzoek van besmette tabaksplanten. Onder de verschillende tabaksziekten zijn er twee van bijzonder belang: tabaksnecrose, die toe te schrijven is aan een virus dat uit ronde deeltjes bestaat (*fig. 4a*), en de beruchte tabaksmozaiek-ziekte [5]), veroorzaakt door een staafvormig virus (*fig. 5a*). Sommige van de besmette tabaksplanten gaven een positieve serologische reactie met het antiserum van tabaksnecrose en niet met het specifieke tabaksmozaiek-antiserum; deze planten vertoonden in hun sap de ronde virusdeeltjes van tabaksnecrose. Andere planten reageerden positief met tabaksmozaiek-antiserum en niet met tabaksnecrose-antiserum; in het sap van deze planten werden de staafvormige deeltjes van het tabaksmozaiek-virus gevonden. Nog andere planten, hoewel niet de typische symptomen van de ziekte vertonend, reageerden op beide antisera positief en inderdaad kon met de electronenmicroscoop de aanwezigheid in hun sap zowel van de ronde, als van de staafvormige virusdeeltjes worden aangetoond.

De aard van de samenklontering, bij deze serologische reacties waargenomen, wordt duidelijk door de opnamen fig. 4*b* en 5*b*.

De electronenmicroscoop bleek ook zeer bruikbaar voor het herkennen en identificeren van bacteriën die plantenziekten veroorzaken. Deze betrekkelijk grote objecten kunnen gemakkelijk zichtbaar worden gemaakt; de enige moeilijkheid is om ze in volle glorie in het gezichtsveld te krijgen, met hun kenmerkende zweepdraden (*fig. 6*). Wanneer uit een voorlopig onderzoek met een gewone microscoop de aanwezigheid van een speciaal soort bacterie wordt vermoed, kan het zeer goed mogelijk zijn met de electronenmicroscoop deze bacteriën temidden van het gewirwar van de talrijke, altijd aanwezige, onschuldige bacteriën aan te tonen; men wint op die manier tijd, daar het dan overbodig is de verdachte bacteriën af te zonderen en te kweken.

Natuurlijk zal de identificatie van het agens, vooral in geval van een virusziekte, niet altijd even eenvoudig zijn. Maar al te dikwijls nog worden deeltjes die in het sap van een zieke plant worden aangetroffen en die men ervan verdenkt de ziekte te veroorzaken, ook aangetroffen in het sap van klaarblijkelijk gezonde planten. Indien dus de deeltjes al tot een parasiterend agens behoren, moet het een onschuldig agens zijn, dat zowel in zieke als gezonde planten voorkomt; in dat geval moet een ander, niet waargenomen deeltje oorzaak van de ziekte zijn. De mogelijkheid dat het schuldige agens geheel aan de waarneming is ontsnapt, mag men zeker niet uitsluiten: in heel wat gevallen is het niet mogelijk gebleken, in plantensap-praeparaten van ernstig zieke planten iets te vinden dat ook maar enigszins leek op een virusdeeltje. Het eigenlijke probleem schuilt dan dus in het bereiden der praeparaten: in de loop van de verschillende behandelingen, zoals bijv. ultracentrifugeren of neerslaan met verschillende chemicaliën, die bij het plantensap worden gevoegd om oplossingen met verhoogd virusgehalte te verkrijgen door ongewenste componenten (plantenprotoplasma enz.) te ver-

[3]) G. A. Kausche, E. Pfankuch en N. Ruska, Die Sichtbarmachung von pflanzlichem Virus im Uebermikroskop, Naturwiss. **27**, 292-299, 1939.

[4]) Maria P. de Bruyn Ouboter, J. J. Beijer en E. van Slogteren, Diagnosis of plant diseases by electron microscopy, Antonie van Leeuwenhoek **17**, 189-208, Maart 1951.

[5]) Vgl. het in noot [1]) aangehaalde artikel, en een groot aantal artikelen van de hand van W. M. Stanley, verschenen in de dertiger jaren in Science, J. biol. Chem. en andere tijdschriften.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

a

b

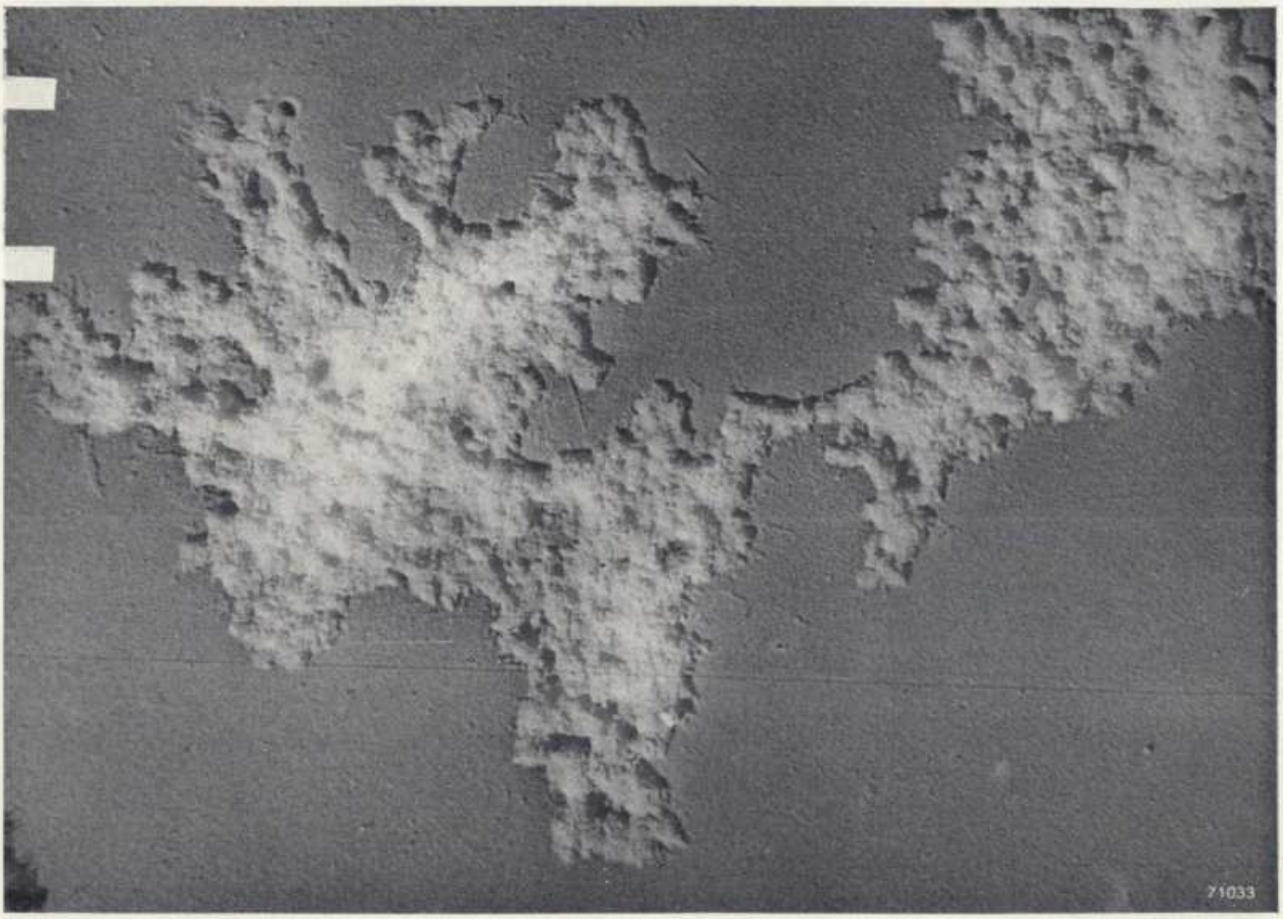


Fig. 4. *a*) Tabaksnecrose-virus, verkregen uit tabaksplanten (dit virus veroorzaakt ook het Augusta-ziek van tulpen). Vergroting 28 000 ×.

Bij wijze van voorbeeld moge voor dit geval de zuiveringsmethode volledig worden beschreven: De bladen werden gesnipperd, vervolgens gedurende een nacht bevroren, uitgeperst, het sap gecentrifugeerd gedurende 20 minuten bij 3500 omw/min, gezuiverd met ammoniumsulfaat, gedurende 30 min gecentrifugeerd bij 3500 omw/min, 5 × geconcentreerd door centrifugeren gedurende 40 min bij 40 000 omw/min, en gedurende een nacht gedialyseerd.

b) Zelfde virus als (*a*), na positieve serologische reactie met tabaksnecrose-antiserum. Vergroting 18 000 ×.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

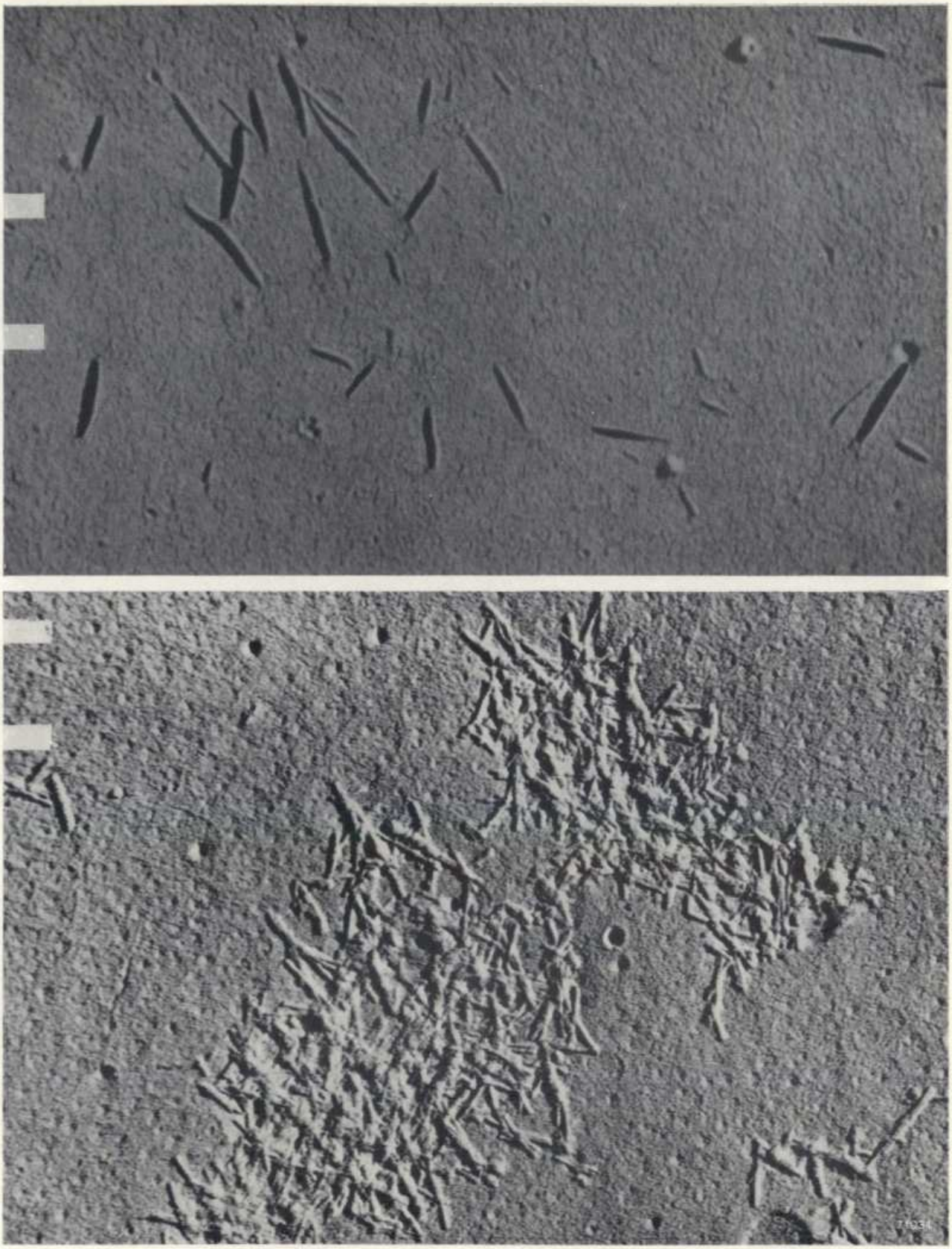
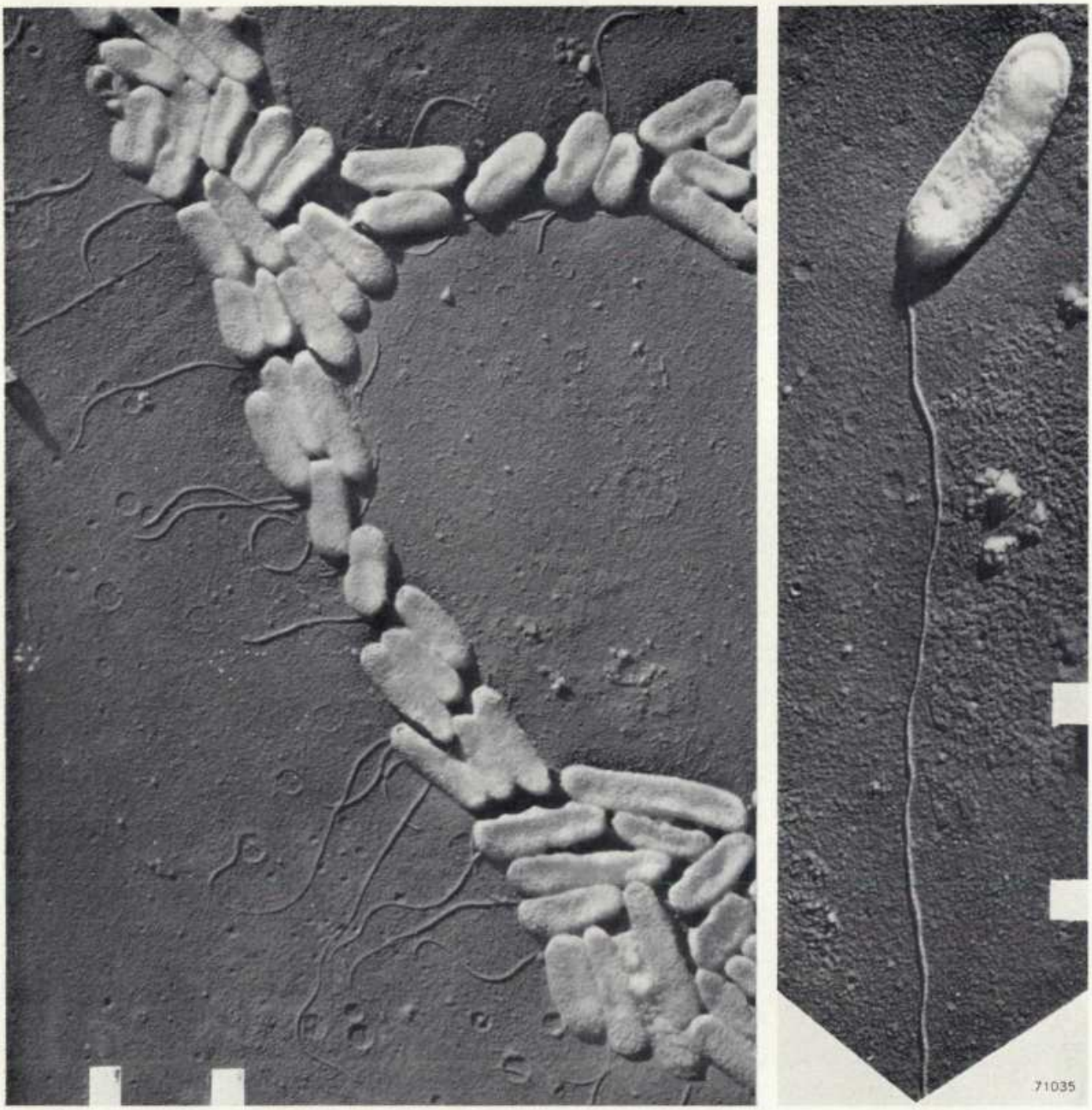


Fig. 5. *a*) Tabaksmozaiek-virus, uit tomaten verkregen. Aan de oplossing werd een hoeveelheid normaal (geen antistoffen bevattend) serum toegevoegd; negatieve serologische reactie. Vergroting 18 000 ×.
b) Zelfde virus als (*a*), na positieve serologische reactie met tabaksmozaiek-antiserum. Vergroting 15 000 ×.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



a *b*

Fig. 6. Xanthomonas hyacinthi (Wakker) Dowson, de bacterie die de Geel-ziekte van hyacinthen veroorzaakt. Plantenweefsel met bacteriën in gedestilleerd water. *a*) Vergroting 14 000 ×. *b*) Ander deel van het praeparaat, 23 000 × vergroot.

wijderen, kan het gebeuren dat het virus verloren raakt, bijv. doordat het niet gemakkelijk van het protoplasma loslaat. Bovendien mag de mogelijkheid niet uitgesloten worden, dat de verschillende behandelingen de grootte en vorm van de virusdeeltjes veranderen, of „artefacten" in het beeld veroorzaken; vergelijkt men dan de beelden met die van reeds eerder bekende soorten deeltjes, dan kan men licht tot geheel verkeerde interpretaties komen.

Resumerend kunnen wij zeggen dat het gebruik van de electronenmicroscoop in de plantenvirologie slechts dan goede vruchten zal afwerpen, indien de methode wordt gecombineerd met alle andere methodes om de veelzijdige problemen op dit terrein te benaderen. Zeer gewenst is het de ervaringen van verschillende laboratoria in de bereiding van praeparaten uit te wisselen; de publicatie van electronenmicroscoop-opnamen van deeltjes waarvan men onderstelt dat ze tot een nieuw virustype behoren, dienen steeds vergezeld te gaan van een

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

korte aanduiding van de wijze waarop het materiaal behandeld werd. Als zulke voorzorgsmaatregelen alle twijfel aan de identiteit van het oorspronkelijke object met het verkregen beeld zullen hebben uitgesloten, zal de electronenmicroscoop niet alleen waardevolle hulp verlenen bij het routineonderzoek, doch wellicht de mensheid ook in staat stellen zich verder dan ooit te wagen op de fascinerende weg, welks einde omzoomd is met kwijnende gewassen en grillig gekleurde bloemen, terwijl zijn oorsprong gehuld is in de nevelen van het mysterie van het leven zelf.

Samenvatting. Hoewel men, sinds hun ontdekking in 1892, reeds een aanzienlijke hoeveelheid kennis over plantenviren had vergaard, werden pas in 1939 voor de eerste maal virusdeeltjes voor het oog zichtbaar gemaakt. Dit werd bereikt door gebruik te maken van de electronenmicroscoop. Sindsdien is de electronenmicroscopie geregeld in de phytopathologie toegepast en zijn er belangrijke resultaten mee verkregen; vraagstukken die met de electronenmicroscoop onderzocht werden, zijn bijv. de vorm en grootte van verschillende soorten viren, de reacties van viren met hun specifieke antisera, de schijnbaar kristallijne vorm van sommige viren. In dit artikel is de nadruk gelegd op het nut van de electronenmicroscoop voor de diagnose van plantenziekten, waarbij tevens de essentiële voorwaarden en beperkingen van deze toepassing worden genoemd. Het artikel is geïllustreerd met een aantal electronenmicroscoop-opnamen die met behulp van de Philips 100 kV electronenmicroscoop werden verkregen in het Laboratorium voor Bloembollenonderzoek te Lisse.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN EXPERIMENTEEL RÖNTGENAPPARAAT MET EEN LILLIPUT-RÖNTGENBUIS

door P. J. M. BOTDEN, B. COMBEE en J. HOUTMAN.

621.386.1 : 615.849 : 620.179

De kleine en weinig kostbare, voor massaproductie geconstrueerde hoogspanningsgenerator van een projectie-televisietoestel is gebleken een zeer doelmatige spanningsbron te zijn voor het voeden van een zeer kleine röntgenbuis. Dit artikel laat zien hoe hiervan profijt is getrokken bij de ontwikkeling van het „KT"-apparaat. Het röntgenbuisje van dit apparaat is niet alleen opmerkelijk door zijn kleinheid, maar ook doordat in de uitgezonden straling een richtingseffect optreedt, dat in normale röntgenbuizen niet kan worden waargenomen en dat voor de therapeutische toepassing gunstig is.

Introductie

Het röntgenbuisje dat wij hier willen beschrijven, is vermoedelijk wel het kleinste dat men ooit heeft geconstrueerd. Het is, met het geaarde omhulsel mee, 45 mm lang en 14 mm dik. Op de anode mag continu een vermogen van 2,5 watt worden gedissipeerd, de maximale buisspanning is 25 kV, de maximale buisstroom 200 μA. Ter completering van de kennismaking geeft *fig. 1* een foto waarop het buisje — dat nog niet in geregelde productie is genomen — is afgebeeld, met de kabel waarmee het op de hoogspanningsbron wordt aangesloten. Het grootste, buisachtige, onderdeel aan het linkereinde van de kabel is niet de röntgenbuis maar de steker.

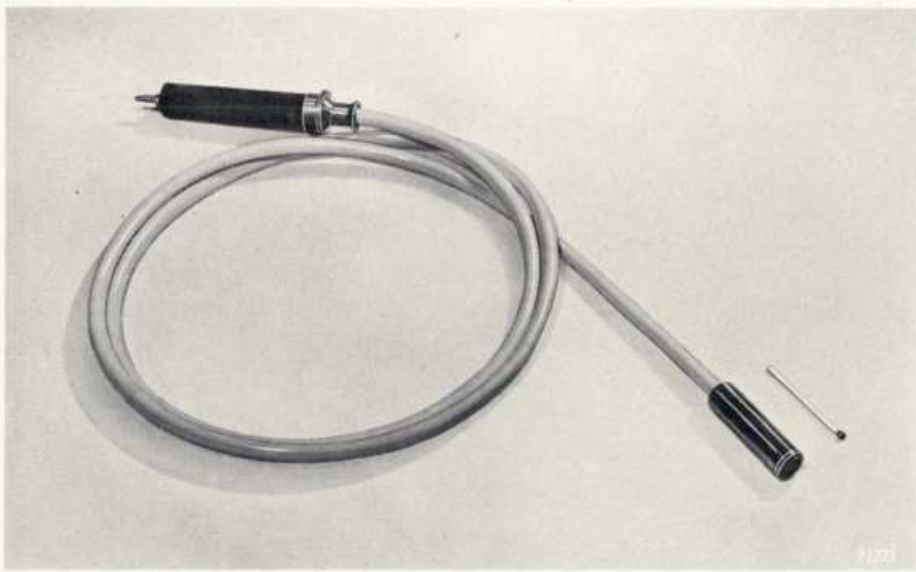


Fig. 1. Lilliput-röntgenbuis (KT-buis) met kabel en steker. Naast het röntgenbuisje (rechts) is ter vergelijking een lucifer gelegd.

Met enkele opmerkingen moge worden betoogd dat het construeren van dit lilliput-röntgenbuisje (en van de bijbehorende hoogspanningsbron) zijn aanleiding niet vond louter in het streven naar de genoemde superlatief. Voor sommige therapeutische toepassingen van röntgenstralen kan het zijn nut hebben te beschikken over een röntgenstralenbron die zó klein is dat zij gemakkelijk met twee vingers kan worden vastgehouden en gedirigeerd, en die zonodig in nauwe lichaamsholten kan worden gebracht. Voor onderzoek of onderwijs wil men wel eens röntgenopnamen van allerlei objecten maken waarvoor zeer zachte straling een vereiste, een uiterst gering vermogen voldoende, een hoge prijs van de aan te schaffen apparatuur bezwaarlijk is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Daarmee is de plaats die het boven gekenmerkte „KT"-buisje en „KT"-apparaat (KT van „kleinste therapie") in de practijk kunnen innemen, globaal omschreven. Bijzondere eigenschappen die deze röntgenstralenbron bezit, andere die zij mist, zullen hieronder worden besproken, het gemakkelijkst aan de hand van een vergelijking met de eerder in dit tijdschrift beschreven CT-buis [1] [2]) (CT van contacttherapie), die de KT-buis het meest nabij komt. Aan het slot zal nog iets meer over de toepassingsmogelijkheden worden gezegd.

Constructie van het röntgenbuisje

In *fig. 2* is een schematische doorsnede van het buisje weergegeven.

De eenvoud en beknoptheid van de constructie, die uit de figuur spreken, zijn in hoofdzaak te danken aan het feit dat wij de röntgenstralen door de anode naar buiten laten treden. Hiertoe is de anode

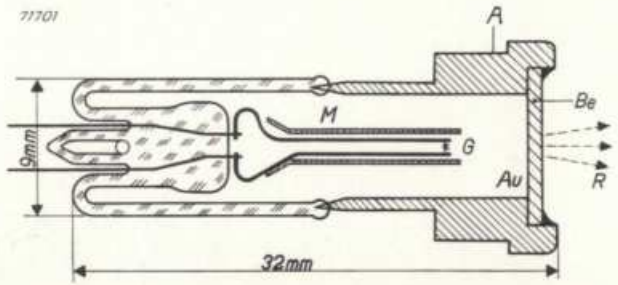


Fig. 2. Schematische doorsnede van de KT-buis. *A* anodekan, *Be* beryllium plaatje, *Au* laagje goud, *G* gloeidraad, *M* metalen busje, *R* nuttige röntgenstralenbundel.

uitgevoerd als een zeer dun laagje goud, neergeslagen op een vacuumdicht plaatje beryllium. Dank zij het zeer hoge atoomnummer van goud (79) krijgt men van de hierin afgeremde electronen een hoge opbrengst van röntgenstraling; dank zij het zeer lage atoomnummer van beryllium (4) laat dit de bij 25 kV opgewekte zachte röntgenstraling dóór zonder noemenswaardige verzwakking. De laag goud moet zeer dun zijn, omdat ze anders de erin opgewekte röntgenstraling zelf weer sterk zou absorberen, maar ook niet al te dun, daar immers alle electronen welke door de goudlaag heen schieten, voor de stralenopwekking als verloren kunnen worden beschouwd.

Het „eigen filter" van het röntgenbuisje, d.i. het filter dat de röntgenstralen bij deze constructie doorlopen alvorens zij nuttig kunnen worden gebruikt, is aequivalent met ca. 1,5 mm beryllium. Op het belang van dit zeer geringe eigen filter komen wij hieronder terug.

Het beryllium plaatje is gesoldeerd in een metalen busje, dat voor dit einde van de buis als buiswand fungeert („anodekan"). Dit metalen anodelichaam wordt geaard, de kathode wordt op hoge spanning gebracht. De kathode bevat een gloeidraad, die bestaat uit een wolfraam spiraaltje van enkele windingen, en een busje, dat de gloeidraad en zijn toevoerpolen omsluit. Dit busje werkt focusserend op de electronen die de gloeidraad uitzendt. Bovendien vergemakkelijkt het busje het probleem van de isolatie tussen de kathode en het zeer nabije geaarde omhulsel: zonder busje zouden er aan de dunne toevoerpolen veel hogere electrische veldsterkten optreden dan men nu op het busje krijgt.

Het gloeidraadvermogen kan maximaal ca. 1 watt bedragen (1,4 V, 0,6 A). Hierbij levert het spiraaltje een verzadigingsemissie van 200 μA.

Het focus en de verkregen straling

Bij de beschrijving van een röntgenbuis behoort iets te worden gezegd over de configuratie en de belasting van het focus. In dit geval is het doelmatig hieraan een algemene beschouwing vooraf te laten gaan, die tevens het gekozen constructieprincipe zal motiveren.

Zachte röntgenstraling is op haar plaats bij de therapeutische bestraling van zeer dunne weefsellaagjes op of aan het oppervlak van het lichaam. Het onderliggende gezonde weefsel krijgt dan slechts relatief geringe doses en wordt dus weinig aangetast (klein dieptequotient). Dank zij een lage spanning en het zeer geringe eigen filter is de straling van het KT-buisje uiterst zacht: de halveringsdikte van de straling is bij een buisspanning van 25 kV slechts 0,06 mm aluminium ofwel 0,8 mm weefsel, en bij 10 kV zelfs 0,02 mm Al of 0,3 mm weefsel. De straling evenaart wat deze eigenschap betreft die van de huidige CT-buis, die een venster van mica en beryllium bezit (zie het in noot [2]) aangehaalde artikel).

Een tweede maatregel die het verkrijgen van een zeer klein dieptequotient bevordert, is het plaatsen van het focus van de röntgenbuis op zeer korte afstand van de huid. Dit is uitvoerig toegelicht in het aangehaalde artikel [1]). Daarin werd verder vermeld dat men de kleinste focus-huid-afstanden en derhalve de kleinste dieptequotienten kan realiseren indien de anode zelf als uittreevenster voor de röntgenstralen dient. Dit constructieprincipe leidt tevens tot een relatief eenvoudige bouw van de buis. Als nadeel ervan wordt in het algemeen beschouwd

---

[1]) H. A. G. Hazeu, J. M. Ledeboer en J. H. van der Tuuk, Een röntgenapparaat voor contacttherapie, Philips techn. T. **8**, 8-15, 1946.

[2]) B. Combée en P. J. M. Botden, Speciale röntgenbuizen, Philips techn. T. **13**, 23-32, 1951 (No. 1).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dat de schuin door de anode lopende stralen sterker worden verzwakt dan die er loodrecht door gaan, zodat men in het bestraalde oppervlak een sterke daling van de doseringsterkte van het midden naar de randen toe krijgt. Dit bemoeilijkt een nauwkeurige dosering van de toe te dienen straling. Bij de CT-buis is om deze reden een andere constructie gekozen, zoals men in het bedoelde artikel [1]) kan nalezen.

Voor het KT-buisje is, zoals wij hebben gezien, wèl de constructie gekozen waarbij de anode als venster fungeert. Toch wil dit niet zeggen dat over het aangeduide bezwaar is heengestapt: verrassenderwijze geldt het bezwaar hier in het geheel niet! Meet men de stralingsintensiteit van het KT-buisje in verschillende richtingen [3]), dan krijgt men een

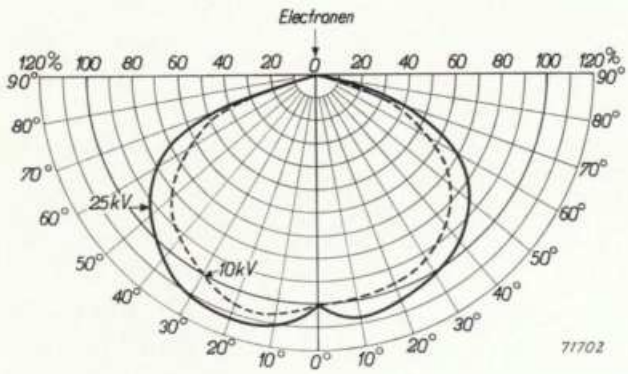


Fig. 3. Relatieve doseringsterkte van de KT-buis, gemeten in verschillende richtingen ten opzichte van de as, op een afstand van 150 mm van het focus, voor twee verschillende buisspanningen. In de asrichting (0°) is de doseringsterkte voor beide krommen = 100 gesteld. De onsymmetrie kan aan een geringe inhomogeniteit van de goudlaag worden toegeschreven. (Deze metingen, evenals die van fig. 4, zijn verricht door Dr. W. J. Oosterkamp en J. Proper.)

beeld als *fig. 3*. De intensiteit neemt met toenemende afwijking van de asrichting volstrekt niet af, doch aanvankelijk zelfs toe; zij is onder een hoek van ca. 20° ten opzichte van de as maximaal, en de dan volgende daling is tot hoeken van ca. 50° nog tamelijk geleidelijk. Er is dus geen sprake van dat de doseringsterkte op het bestraalde veld van het midden naar de randen sterk daalt. Men vindt integendeel voor niet te grote, vlakke, velden een zeer goed constante dosisverdeling, nog constanter dan in geval van het bolvormige stralingsdiagram van normale röntgenbuizen, aangezien in ons geval de grotere afstand van het focus tot de buiten de as gelegen veldgedeelten wordt goedgemaakt door de aanvankelijke intensiteitstijging volgens fig. 3.

Het door fig. 3 geïllustreerde verschijnsel is op zichzelf allang bekend en kan door beschouwing van het mechanisme van de opwekking der röntgenstralen in de anode worden verklaard. Dat het bij normale röntgenbuizen niet wordt waargenomen, is daaraan te wijten dat deze steeds een vrij dikke anode bezitten. In ons geval fungeert voor de opwekking der röntgenstraling alleen het zeer dunne laagje goud als anode, en bij speciaal geconstrueerde buizen met zeer dunne anode heeft Kulenkampff inderdaad reeds in 1928 het effect kunnen aantonen [4]).

De electronen, die met grote snelheid de anode treffen, worden bij het binnendringen in het metaal afgeremd. Reeds volgens de klassieke theorie moet worden verwacht dat elk electron hierbij een straling zal uitzenden, de continue röntgenstraling of „Bremsstrahlung", en volgens deze theorie is verder te verwachten dat de straling in de bewegingsrichting van het electron de intensiteit nul heeft, evenzo in de tegengestelde richting, terwijl de straling onder een zekere, van de snelheid afhangende, hoek met de bewegingsrichting het sterkst zal zijn. In een dikke anode kan een binnendringend electron eventueel ettelijke keren door afbuiging aan atoomkernen een weinig van richting veranderen, telkens met heel weinig energieverlies, alvorens het zo dicht langs een kern vliegt dat het sterk afgeremd wordt en de waargenomen röntgenstraling uitzendt. De stralingsbijdrage van dit electron bezit dan een richtingsafhankelijkheid als boven beschreven, maar met als „as" de bewegingsrichting die het electron het laatst had. Daar deze assen voor alle electronen statistisch verspreide richtingen zullen hebben, kan de totale straling weinig of niets meer van de beschreven richtingsverdeling verraden.

Bij een zeer dunne anode daarentegen zijn de electronen al na relatief weinig ontmoetingen met atoomkernen de gehele laag gepasseerd. Er kunnen dus aan het uitzenden van elke bijdrage tot de waargenomen straling slechts weinig afbuigingen voorafgaan, zodat de „assen" voor alle bijdragen maar weinig van de as van de röntgenbuis afwijken en de totale straling dus ook het, slechts weinig uitgesmeerde, richtingseffect zal vertonen.

Fungeert de anode als uittreevenster, dan wordt de kans dat men iets van het natuurlijke richtingseffect der straling kan merken, voor een dikke anode nog geringer. Immers, op dit effect wordt het eerder vermelde, vooral bij dikke anode belangrijke, absorptie-effect (daling van de intensiteit met toenemende hoek) gesuperponeerd. In fig. 3 is duidelijk te zien hoe dit effect ook bij de zeer dunne anode van de KT-buis het meer en meer gaat winnen zodra men tot lagere buisspanningen (zachtere straling) overgaat.

Dank zij het gekozen constructieprincipe kan bij de KT-buis de afstand van het focus tot de huid desgewenst teruggebracht worden tot 1 mm, nl. als men de anode op het te bestralen oppervlak

[3]) Voor deze metingen zie: W. J. Oosterkamp en J. Proper, Acta Radiologica **37**, 33-43, 1952 (No. 1). Aldaar is de wijze waarop een dergelijke zachte en heterogene röntgenstraling kan worden gemeten uitvoerig beschreven.

[4]) H. Kulenkampff, Ann. Physik IV, **57**, 597, 1928. Voor nieuwere onderzoekingen van het verschijnsel zie: G. Sesemann, Ann. Physik V, **40**, 66, 1941; O. Blunck, Ann. Physik VI, **9**, 373, 1951.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

drukt. Bij zulke kleine afstanden tussen focus en object heeft men de mogelijkheid reeds met een gering vermogen enorme doseringsterkten te realiseren. Met de genoemde maximaal toelaatbare anodedissipatie van 2,5 W en bij een spanning van 25 kV geeft het KT-buisje op 1 cm afstand van het focus 17000 röntgen per minuut; bij 10 kV en een belasting van 2 W (de buisstroom is maximaal 200 μA) krijgt men nog 7000 r/min! Dit zijn gemeten waarden (*fig.* 4), waarbij een afzonderlijk bepaalde correctiefactor is toegepast voor de absorptie die de zachte straling ondervindt in het venster van de dosimeter (zie het in noot [3]) aangehaalde artikel). Op een focusafstand van 1 mm krijgt men nog veel grotere doseringsterkten, van enige honderdduizenden r/min. Uiteraard is in het geval van niet zeer kleine focusafstand, bijv. 20 mm, die men ook met de CT-buis kan realiseren, de KT-buis wat betreft doseringsterkte verreweg de mindere van de CT-buis, die voor een maximaal vermogen van 100 W en spanningen tot 50 kV is geconstrueerd.

Terwijl men bij normale röntgenbuizen voor therapie het focus liefst zo klein mogelijk maakt, om een scherpe begrenzing van het te bestralen veld te kunnen realiseren (geringe halfschaduwbreedte van diafragmaranden), is er bij de KT-buis juist in tegendeel naar gestreefd het focus over het gehele anodeoppervlak (diameter 6,5 mm) uit te spreiden. Dank zij de tamelijk grote focusafmetingen kan de belasting van 2,5 W worden toegelaten en krijgt men de vermelde zeer grote doseringsterkten.

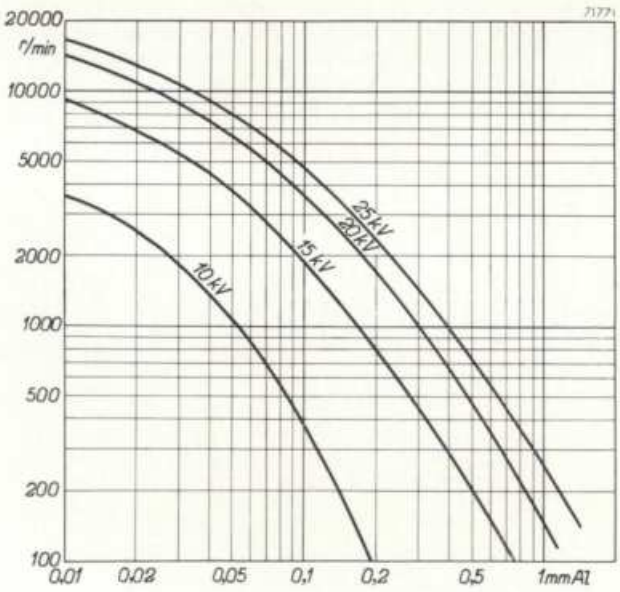


Fig. 4. Absorptiekarakteristieken van de straling van het KT-buisje. Uitgezet is, voor vier waarden van de buisspanning, de doseringsterkte die men verkrijgt op 1 cm afstand van het focus als de straling door een aluminium filter van variërende dikte wordt verzwakt. Het minimale filter, het eigen filter van de buis, is aequivalent met ca. 1,5 mm beryllium of 0,01 mm aluminium. Voor dit geval leest men in de grafiek de waarde 17000 r/min bij 25 kV en 3600 r/min bij 10 kV af. Alle krommen zijn gemeten met een buisstroom van 100 μA, de 25 kV-kromme beantwoordt dus aan een belasting van 2,5 W, de 10 kV-kromme aan 1 W.

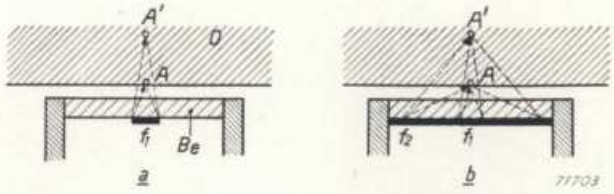


Fig. 5. *a*) Bij een klein focus (f_1) daalt de doseringsterkte met het kwadraat van de afstand. De dosis valt van A tot bijv. A' snel af. *b*) Bij het grote focus daalt de doseringsterkte langzamer dan met het kwadraat van de afstand. De daling wordt echter versterkt door de extra absorptie van schuine stralen in het object O: het punt A' profiteert van de uitgebreidheid van het focus minder dan het punt A, aangezien de van f_2 komende stralen een langere weg in het weefsel moeten afleggen dan die van f_1.

Weliswaar wordt met dit grote focus een deel van de winst die het gekozen constructieprincipe oplevert ten aanzien van het dieptequotient, opgeofferd. Immers, de dosis zal bij een focus dat geenszins klein is ten opzichte van de focus-huid-afstand, op geometrische gronden niet een kwadratische afstandswet volgen, doch veel langzamer met toenemende afstand dalen. De doseringsterkte op 1 mm afstand bijv. zal daardoor niet 100 maal doch, volgens berekening, slechts ca. 25 maal zo groot zijn als op 1 cm afstand. Toch ziet men uit deze getallen dat het afstandseffect nog zeer aanzienlijk is. Het wordt bovendien ondersteund door het effect van de absorptie die de stralen in het weefsel ondervinden: punten op enige diepte beneden het huidoppervlak profiteren daardoor minder van de uitgebreidheid van het focus dan punten op het huidoppervlak (zie *fig.* 5). De resulterende afneming van de dosis naar de diepte is in *fig.* 6 voorgesteld. Men ziet dat het er op neer komt dat slechts een schilletje van de huid ter dikte van enkele tienden mm effectief wordt bestraald.

Hieruit blijkt tevens dat de onscherpte van de veldbegrenzing, die hierboven als het gangbare bezwaar tegen een groot focus werd genoemd, in dit geval weinig zal hebben te betekenen. Deze onscherpte kan zich nl. eerst doen gevoelen in vlakken op zekere afstand achter het diafragma, in casu — waar het diafragma belichaamd is door de op de huid geplaatste anodedop — op zekere diepte onder de huid, en daar is de dosis toch al betrekkelijk klein.

Plaatst men de anode op of vlakbij de huid van de patient, dan is het focus bijna even groot als de bestraalde huidoppervlakte. Het is gemakkelijk in te zien dat dit bevorderlijk is voor een nog verdergaande egalisatie van de dosisverdeling op het bestraalde oppervlak (zie boven).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

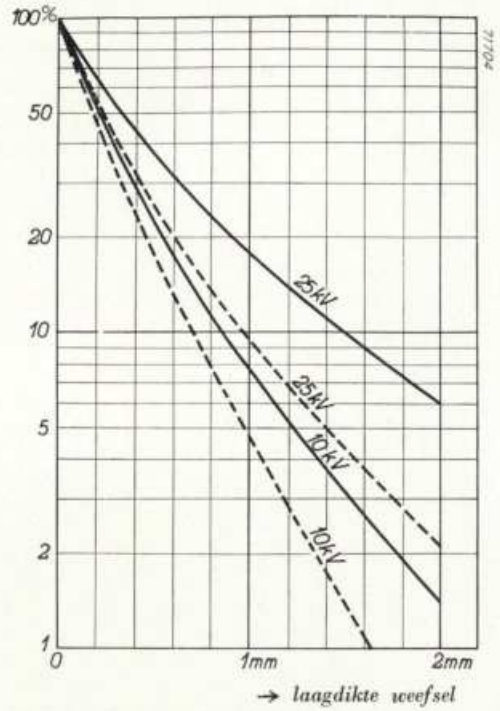


Fig. 6. Berekende doseringsterkte van de KT-buis op verschillende diepten in het bestraalde lichaam, bij een focus-huid-afstand van 1 mm, voor twee verschillende buisspanningen. De doseringsterkte op de huid is voor beide krommen =100 gesteld. Gestippeld zijn de krommen getekend die men zou krijgen in het geval van een puntvormig focus.

De genoemde grens van 2,5 watt voor de anodebelasting wordt gesteld door de verwarming zowel van het focus als van het omhulsel. Onderscheid tussen continue en kortstondige belasting behoeven wij bij het KT-buisje niet te maken. De warmtecapaciteit van het laagje goud is zo gering dat reeds bij de kortste in aanmerking komende belasting de maximale focustemperatuur wordt bereikt. De temperatuur van het anodebuitenvlak stijgt als functie van de belastingstijd volgens de in *fig. 7* weergegeven kromme. Men ziet dat bij langdurige belasting niet veel hogere temperaturen dan 90 °C worden bereikt. Voor een directe aanraking met de huid van de patient is deze temperatuur natuurlijk reeds te hoog, zodat men op deze wijze niet langer dan 10

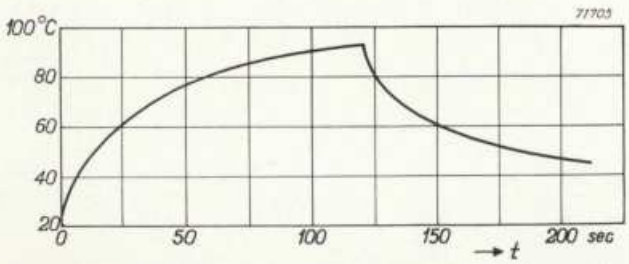


Fig. 7. Verloop met de tijd t van de temperatuur van het anodebuitenvlak van de KT-buis, vrij in lucht. De buis is van $t = 0$ af belast met 2,5 W, op $t = 120$ sec werd de buis uitgeschakeld. (Indien de anode op de huid van een patient wordt gezet, zal de temperatuur dank zij de warmtegeleiding van het lichaam wat langzamer oplopen.)

of 20 seconden zal kunnen bestralen — wat bij zulk een applicatie in het algemeen ruim voldoende zal zijn om de nodige dosis toe te dienen! Voor bestralingen op een zekere, zij het kleine, afstand (waarbij men bijv. een kleine bestralingstubus op het buisje zet) is de anodetemperatuur in het geheel niet van belang. Op andere plaatsen wordt het omhulsel, dat bij volle belasting in totaal 3,5 W moet afvoeren (2,5 W van de anode, 1 W van de kathode), nauwelijks meer dan handwarm, zodat men dit zonder bezwaar met de vingers kan vasthouden, of in aanraking kan laten komen met de huid of de slijmvliezen, als men weefseldelen in lichaamsholten wil bestralen.

Omhulsel en kabel

De ligging van het röntgenbuisje in het omhulsel, waarmee het constructief tot een geheel is verenigd, is in *fig. 8* aangegeven. Het buisje wordt op de hoogspanningsbron aangesloten door middel van een 1,5 m lange, zeer buigzame kabel, met een isolatie van „Podur" (polyvinylchloride) en met een metalen omspinning. Het metalen omhulsel is aan de ene zijde met deze omspinning verbonden, aan de andere zijde is het bevestigd aan de anodekan. Via de omspinning wordt de anode geaard.

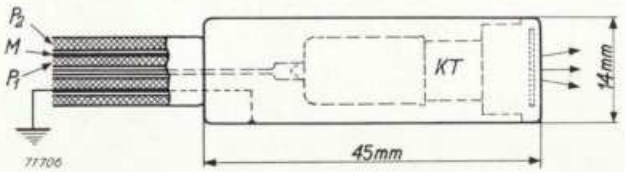


Fig. 8. Ligging van het röntgenbuisje (KT) in het omhulsel, en doorsnede van de kabel. P_1 „Podur" isolatie, M metalen omspinning, P_2 buitenste „Podur" slang.

Over de metalen omspinning is nog een tweede, beschermende, „Podur"slang getrokken, die vloeistofdicht op het metalen omhulsel aansluit. Hierdoor kan de röntgenbuis gemakkelijk worden gedesinfecteerd, hetgeen nodig is voor bestralingen in lichaamsholten. De totale dikte van de aldus opgebouwde, zeer soepele kabel is slechts 8 mm.

De dunne kabel kan de hoge spanning, die er op komt te staan, zeer goed uithouden. De röntgenbuis wordt gevoed met 25 kV gelijkspanning: vastgesteld kon worden dat het vrije kabeleinde (dus zonder röntgenbuis) bij kamertemperatuur niet doorsloeg zelfs als er een gelijkspanning van 150 kV op werd gezet. Een beproeving met wisselspanning, die voor een kabel altijd veel gevaarlijker is, toonde aan dat het kabeleinde gedurende 30 minuten een spanning van 60 kV topwaarde kon uithouden zonder door te slaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De hoogspanningsbron

Bij de ontwikkeling van het KT-apparaat hebben wij een dankbaar gebruik kunnen maken van een vroegere ontwikkeling op het gebied van de televisie. Voor de voeding van een weergeefbuisje voor projectietelevisie was te Eindhoven een hoogspanningsgenerator ontwikkeld [5]), die juist de eigenschappen bleek te bezitten die wij voor de voeding van het KT-buisje nodig hadden. Deze generator levert een goed afgevlakte gelijkspanning van 25 kV bij een belasting met 150 μA, zijn karakteristiek is zodanig dat de kortsluitstroom niet veel groter wordt dan de normaal afgenomen stroom, en hij heeft slechts een geringe uitgangscapaciteit, zodat de energie die zich in geval van een storing (doorslag) over de weergeefbuis kan ontladen, niet overmatig groot is. De laatste beide eigenschappen, van belang om een overbelasting van het fluorescentiescherm in het televisiebuisje te vermijden, zijn ook voor ons doel essentieel: elke, ook kortstondige, overbelasting van het zeer kleine KT-buisje dient begrijpelijkerwijze te worden vermeden.

Wij hebben dus de constructie van de bedoelde, reeds in dit tijdschrift beschreven, hoogspanningsgenerator in grote trekken kunnen overnemen. Op deze plaats willen wij daarom volstaan met een korte herhaling van het principe en een vermelding van enkele punten waarop van de vroegere constructie moest worden afgeweken.

In de anodekring van een penthode is een trillingskring geschakeld, bestaande uit een spoel L en haar eigen parallelcapaciteit C_p. Door een zaagtandvormige spanning op het rooster van de penthode wordt de anodestroom periodiek onderbroken. Hierbij treedt in de kring telkens een gedempte trilling op met een topwaarde

$$V_{max} = i_{max} \sqrt{L/C_p};$$

i_{max} is de anodestroom op het moment van onderbreken. Men kan door geschikte dimensionnering een spanningstop van de orde van 10 kV verkrijgen en de onderbreking doen optreden met een vrij hoge herhalingsfrequentie, bijv. van de orde van 1000 keren per seconde. De intermitterende hoge spanning op de trillingskring wordt door een cascadegelijkrichter, die samengesteld is uit een aantal ventielen en condensatoren, omgezet in een gelijkspanning die een veelvoud van V_{max} is, nl. in ons geval 25 kV.

De genoemde vrij hoge herhalingsfrequentie is een van de kernpunten van de constructie. Dank zij deze hoge frequentie kan de resulterende gelijkspanning goed worden afgevlakt met een betrekkelijk geringe capaciteit. Deze bedraagt ca. 2000 pF; de rimpel in de spanning op de röntgenbuis, bij 200 μA buisstroom, is slechts ca. 100 V.

De televisiegenerator levert een positieve spanning van 25 kV ten opzichte van aarde. Voor de KT-buis hadden wij een negatieve spanning nodig; hiervoor behoefden alleen de ventielen in de cascadeschakeling te worden omgekeerd.

Voor de televisiebuis is één vaste spanning, van 25 kV, vereist. In ons geval was het gewenst de röntgenbuis ook bij lagere spanningen te kunnen laten werken. Een continue instelbaarheid van de buisspanning hebben wij verkregen door de anodespanning van de penthode instelbaar te maken. Daarmee variëren wij nl. tevens de anodestroom i_{max} op het moment van onderbreken en dus V_{max} (zie de hierboven gegeven formule).

In de televisiegenerator worden de gloeikathodes van de cascadeventielen gevoed uit een wikkeling die gekoppeld is met de spoel (L) in de anodeketen en die derhalve een vaste spanning levert. In ons geval is de spanning over de spoel variabel, wij konden daarom deze eenvoudige methode niet toepassen en moesten een afzonderlijke, voor hoge spanning geïsoleerde, gloeistroomtransformator voor de ventielen aanbrengen. Wèl hebben wij het zo ingericht dat deze transformator gelijktijdig met de hoogspanning wordt in- en uitgeschakeld. De levensduur van de ventielen wordt zodoende niet door nutteloos branden nodeloos verkort. De geringe vertraging die men in de röntgenstralenopwekking krijgt, doordat na het inschakelen van de hoogspanning eerst nog de gloeidraden van de ventielen warm moeten worden en de condensatoren geladen, werd hier geen bezwaar geacht; ze bedraagt minder dan $\frac{1}{2}$ seconde. Ook de gloeistroomtransformator voor de kathode van het röntgenbuisje wordt tegelijk met de reeds genoemde in- en uitgeschakeld. Er wordt dus, zolang er geen hoogspanning op staat, nog generlei warmte in het buisje ontwikkeld en men krijgt geen onnodige stijging van de begintemperatuur van het omhulsel. Door middel van een regelbare weerstand in serie met de laatstgenoemde gloeistroomtransformator kan de stroom door het röntgenbuisje continu van 0 tot 200 μA worden gevarieerd.

---

[5]) Een televisie-ontvanger met geprojecteerd beeld, III: G. J. Siezen en F. Kerkhof, De apparatuur voor het opwekken van 25 kV anodespanning, Philips techn. T. **10**, 157-166, 1948.

De regelingen voor buisstroom en buisspanning zijn niet geheel onafhankelijk van elkaar; er is ook geen koppeling tussen beide aangebracht om overschrijding van de maximale span-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ning (25 kV) of van het maximale vermogen (2,5 W) uit te sluiten. Zulke verfijningen zouden het apparaat ingewikkelder en kostbaarder hebben gemaakt dan met het beperkte doel in overeenstemming was te brengen. De gevolgen voor de gebruiker zijn alleen, dat hij bij de keuze van de waarden van buisstroom en buisspanning de grens van 2,5 W in het oog moet houden, en dat hij bij het vooraf instellen van deze waarden een grafiek van ijkkrommen moet raadplegen. Voert hij tijdens het gebruik de spanning op, dan dient hij de buisstroom reeds bij een lage buisspanning op de nieuwe, kleinere, waarde in te stellen.

De hoogspanningsgenerator is met het hiervoor nodige plaatspanningsapparaat, de regelaars en andere bedieningsorganen in een kast gebouwd, die in *fig. 9* is te zien. De kabel met het röntgenbuisje wordt hierop aangesloten door middel van een voor hoge spanning geïsoleerde stekker, die met een wartelmoer wordt vastgeschroefd. Deze moer drukt daarbij een pen in, welke eerst de kabelomspinning (en dus de anode en het omhulsel van de röntgen-

Fig. 9. Het KT-apparaat, gereed voor gebruik. Met de regelknoppen en meters worden de buisstroom en de buisspanning ingesteld. Men ziet de aansluiting van de „Podur"-kabel, aan welks einde zich het minuscule KT-buisje bevindt. Dit wordt, zolang het niet in gebruik is, in een opening in het deksel van het apparaat opgeborgen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

buis) met de aardleiding van het apparaat verbindt en vervolgens de anodeketen van de penthode sluit. In het deksel van de kast is een kokertje aangebracht waarin men het röntgenbuisje kan opbergen (op de foto wordt het daar juist uitgetrokken). *Fig. 10* laat de kast in geopende toestand zien.

zijn hier veelal zeer jonge kinderen, ook couveusekinderen, en de betrekkelijk kleine CT-buis is voor zulke gevallen nog onhandig groot; 2) de bestraling van het hoornvlies van het oog, bijv. na transplantatie (*fig. 12*), en 3) de bestraling van zeer oppervlakkig gelegen kleine gezwellen van mond- en

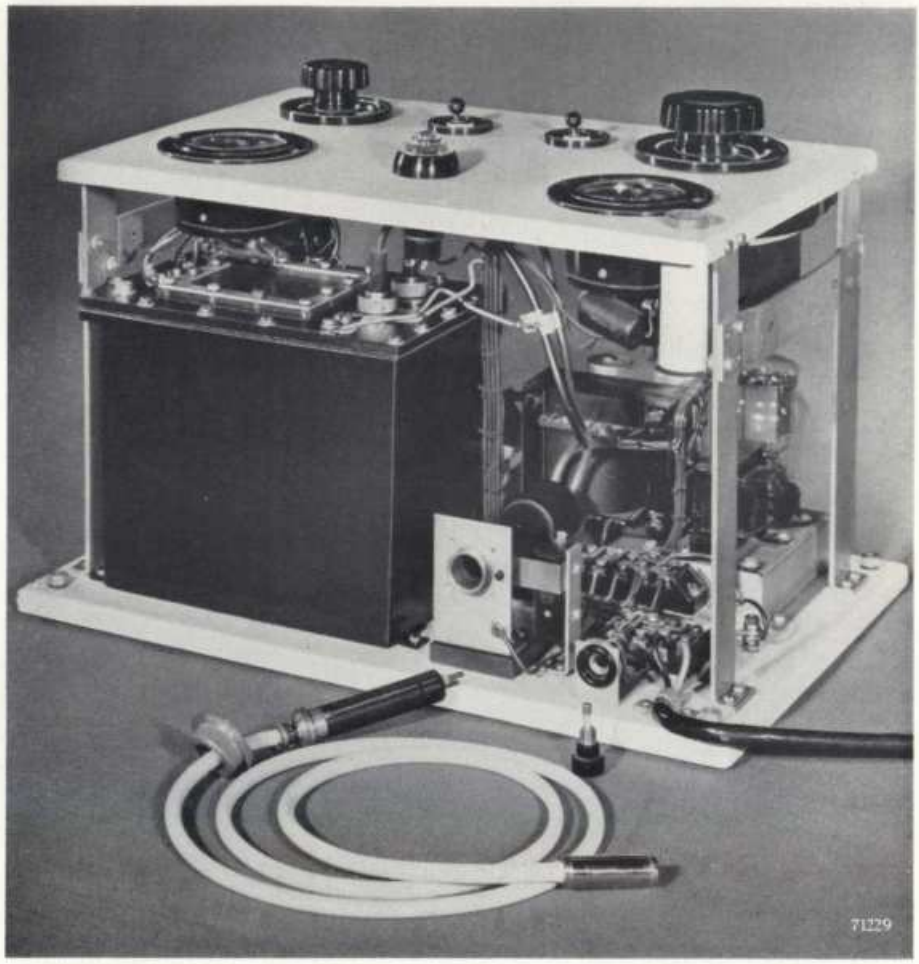


Fig. 10. Het KT-apparaat geopend. De zwarte kast links bevat de hoogspanningspoel en de cascadegelijkrichter. Rechts achteraan het plaatspanningsapparaat voor de voeding van de penthode. Men ziet duidelijk de losgeschroefde wartelmoer en de uitgetrokken steker, waarmee de kabel van het buisje wordt aangesloten. Rechts hiervan een eveneens losgeschroefde smeltveiligheid.

Toepassingsmogelijkheden

Over het gebruik van het KT-buisje voor therapeutische bestralingen zal door de medici die thans sinds een aantal maanden met KT-apparaten werken, te gelegener plaats en tijd het een en ander worden medegedeeld. Wij willen hier slechts drie gevallen noemen waarvoor het apparaat zijn bruikbaarheid heeft bewezen: 1) de bestraling van wratjes en haemangiomen (bloedvatgezwelletjes), in het bijzonder de zg. wijnvlekken (*fig. 11*); de patienten keelholte. Voor elk van deze gevallen kunnen speciale kleine tubi voor het begrenzen van het veld nuttig zijn, en in de tubi kan men desgewenst nog aluminium filters van verschillende dikte leggen, indien men in een bepaald geval wat hardere straling wenst.

Een ander gebied waarop het KT-buisje met nut zal kunnen worden toegepast, is het materiaalonderzoek. Ter adstructie van deze bewering vermelden wij (wat weliswaar kwalijk ter rechtvaardiging van zijn bestaan zou kunnen dienen!) dat het KT-buisje

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 11. Gebruik van het KT-buisje voor bestraling van een wijnvlekje. (Foto ter beschikking gesteld door Dr. G. J. van der Plaats, arts-radioloog van het ziekenhuis St. Annadal te Maastricht.)

ons waardevolle diensten bewijst bij de vervaardiging van — KT-buisjes: de gewalste beryllium plaat voor de anode wordt er mee gecontroleerd op afwezigheid van verontreinigingen, het dunne goudlaagje op homogeniteit, het een als het ander door er met het KT-apparaat röntgenopnamen van te maken. Algemeen zal men zich met voordeel van de zeer zachte (en niet onnodig intensieve) straling van het KT-buisje kunnen bedienen voor het onderzoek van zeer lichte materialen of zeer dunne lagen.

Ten slotte zal het KT-apparaat naar ons gevoelen bijzonder nuttig kunnen zijn op biologisch terrein. Een interessant voorbeeld is het onderzoek van de inwerking der röntgenstralen op bacteria of andere, in een vloeibare oplossing aanwezige organismen. Met het KT-buisje is een elegante aanpak hiervan mogelijk: men dompelt het buisje in de oplossing en roert deze zolang totdat volgens de wetten van de waarschijnlijkheid elk volume-elementje van de vloeistof voldoende lang nabij de anode heeft vertoefd om de gewenste totale dosis te absorberen. Meer voor de hand ligt een toepassing van het KT-apparaat voor contactfoto's van biologische objecten, die men bijna — maar toch juist niet meer — zou kunnen maken met doorvallend

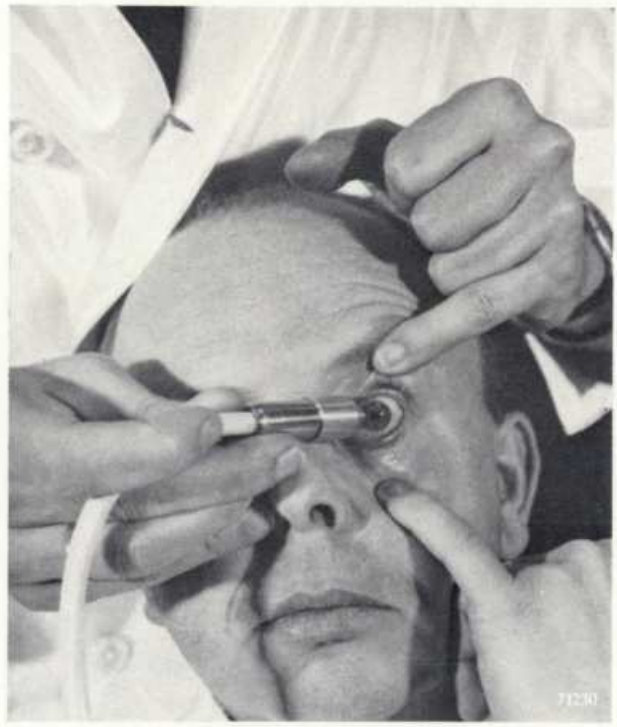


Fig. 12. Gebruik van het KT-buisje voor nabestraling van een getransplanteerd hoornvlies. Het buisje is hierbij van een kleine kegelvormige tubus voorzien om de stralenbundel tot de vereiste kleine diameter te beperken. Gezien de uiterst geringe dieptewerking van de straling, zijn geen speciale maatregelen voor bescherming tegen secundaire straling nodig. (De foto is ons ter beschikking gesteld door de heer P. J. L. Scholte, arts-radioloog aan het Gemeenteziekenhuis te 's-Gravenhage.)

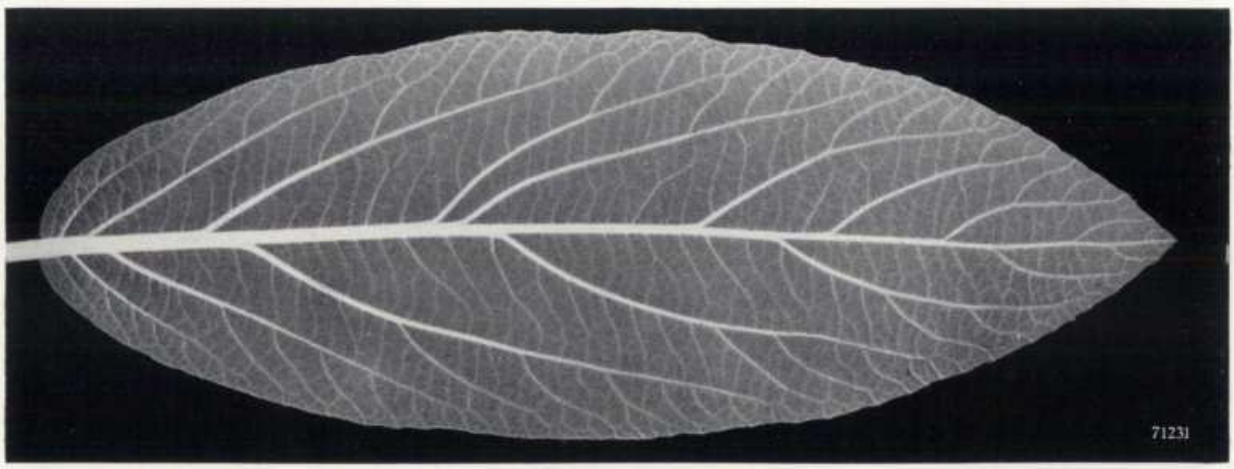


Fig. 13. Röntgenfoto van een heesterblad, genomen met de KT-buis. De spanning was hierbij 18 kV, de buisstroom 100 µA, de afstand van focus tot film 30 cm, de belichtingstijd 180 sec.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

licht. *Fig. 13* geeft als voorbeeld een röntgenfoto, gemaakt met een KT-apparaat, van een betrekkelijk dik, nagenoeg ondoorschijnend, blad van een heester. Nog sprekender is *fig. 14*. Hierin zijn röntgenfoto's weergegeven van bijen die een suikeroplossing hadden gezogen waarin bariumsulfaat, het bekende contrastmiddel voor röntgenologisch maagonderzoek, was gemengd; de zes foto's corresponderen met verschillende tijden verstreken na de voedering.

Bij deze voorbeelden willen wij het hier laten.

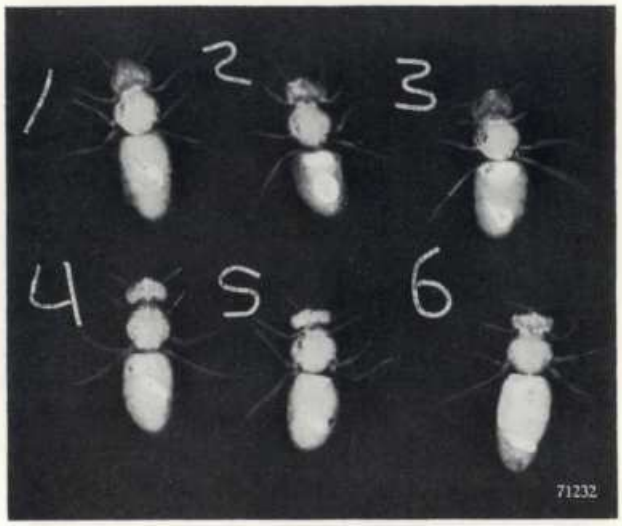


Fig. 14. Röntgenfoto's van honingbijen, na voedering met suikerwater waarin bariumsulfaat als contrastmiddel was gemengd. Opnamen 5, 3, 2: een half uur na de voedering, met respectievelijk 1%, 5% en 10% $BaSO_4$; opnamen 1, 4 en 6 dito een uur na voedering. — Het in het achterlijf gelegen darmstelsel van de bij bestaat in hoofdzaak uit de zakvormige honingmaag, die als tijdelijke opslagplaats voor het opgenomen voedsel dient, de maag of middendarm, d.i. het eigenlijke verteringsorgaan, en de endeldarm. De lichte vlekken die men op de foto's in het achterlijf van elke bij ziet, zijn de honingmaag en de middendarm. De verschillen in grootte hiervan zijn aan verschil in eetlust te wijten; de honingmaag van bij no. 6 bijv. is zo sterk gevuld dat haar achterlijf aanzienlijk langer is dan dat van de andere bijen. (Aan de omvang van het achterlijf ziet de ervaren imker of zijn bijen veel of weinig honing halen.) In het geval van bij no. 2 ziet men de organen duidelijk in hun normale ligging: de middendarm ligt in een lus. Het contrastmiddel is in geen der zes opnamen met zekerheid in de endeldarm te zien.

Zulke opnamen hebben het mogelijk gemaakt de opneming en passage van het voedsel door het darmstelsel van de honingbij te bestuderen. (De foto's zijn gemaakt in samenwerking met Drs. A. J. de Groot, Lab. voor Vergelijkende Physiologie, Utrecht, aan wie wij ook deze toelichting hebben te danken.)

Samenvatting. Het experimentele röntgenbuisje dat in dit artikel wordt beschreven (KT-buis, van „kleinste therapie"-buis), is, met het geaarde metalen omhulsel mee, 45 mm lang en 14 mm dik. De röntgenstralen worden opgewekt in een zeer dun laagje goud, aangebracht op een drager van beryllium, die tevens als uittreevenster voor de stralen dient. Het buisje kan worden belast met een spanning van 25 kV en een vermogen van maximaal 2,5 W. Dank zij het geringe „eigen filter" van de buis (aequivalent met 1,5 mm beryllium) is de halveringsdikte van de straling zeer klein, nl. 0,8 mm weefsel bij 25 kV, en 0,3 mm weefsel bij 10 kV. Doordat het focus tot op 1 mm afstand bij het te bestralen oppervlak kan worden gebracht, krijgt men met het geringe vermogen toch zeer grote doseringsterkten, van enige honderdduizenden röntgen/minuut, en bovendien een sterke afneming van de dosis naar de diepte. De dosisverdeling over het bestraalde oppervlak is zeer gelijkmatig: weliswaar brengt het constructieprincipe mee dat schuin uit het venster tredende stralen hierin meer worden verzwakt dan axiale stralen, doch dit effect wordt meer dan gecompenseerd door het natuurlijke richtingseffect van de continue röntgenstraling, dat uit het ontstaansmechanisme van deze straling kan worden begrepen en dat zich bij de KT-buis kan doen gelden dank zij de zeer geringe dikte van het laagje goud.

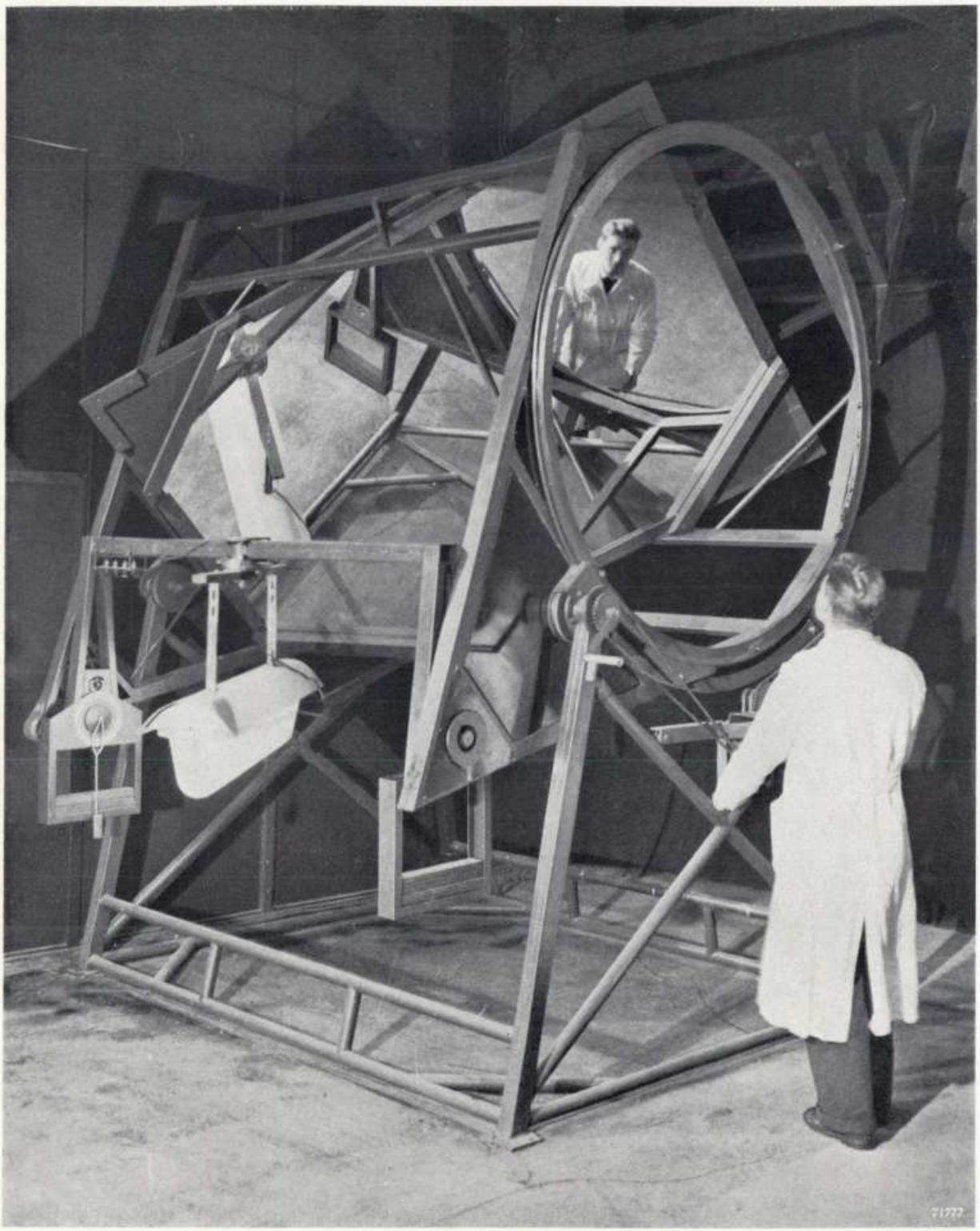
De röntgenbuis wordt met de hoogspanningsbron verbonden door een 1,5 m lange, 8 mm dikke, soepele kabel met „Podur"-isolatie en geaarde metalen omspinning. De hoogspanningsgenerator komt in grote trekken overeen met de bekende kleine 25 kV-generator voor projectie-televisietoestellen. Essentieel is hierbij een kleine kortsluitstroom en een betrekkelijk geringe uitgangscapaciteit, teneinde overbelasting van het zeer kleine buisje bij een eventuele storing (doorslag) te vermijden. In tegenstelling met de televisiegenerator is de generator van het KT-apparaat continu instelbaar, voor spanningen tot 25 kV en stromen tot 200 μA. Therapeutische toepassing zal het KT-buisje o.a. kunnen vinden voor het verwijderen van haemangiomen, de bestraling van het hoornvlies na transplantatie, en de bestrijding van oppervlakkige gezwelletjes in mond- en keelholte. Verder kan het buisje zeer nuttig zijn voor het testen van zeer lichte metalen of zeer dunne laagjes, en voor röntgenopnamen van allerlei biologische objecten; als voorbeeld wordt o.a. een serie röntgenopnamen van honingbijen weergegeven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

TOESTEL VOOR HET METEN VAN LICHTVERDELINGEN

535.245.002.54



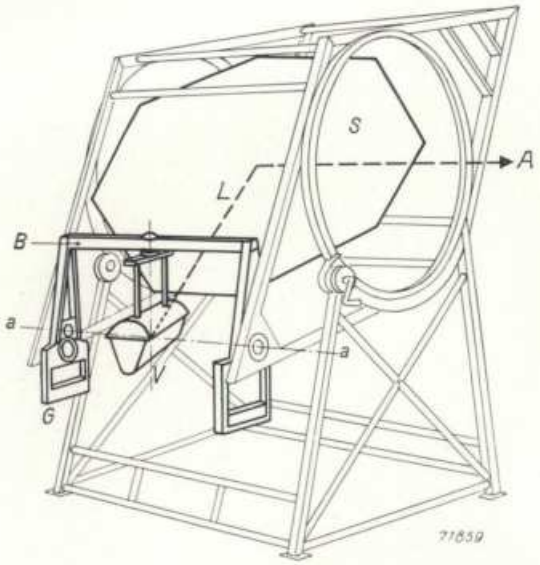
Het afgebeelde toestel is te Eindhoven in het Lichttechnisch Laboratorium geconstrueerd voor het meten van de lichtsterkte in alle richtingen van willekeurige, eventueel zeer grote, lichtbronnen. De meting geschiedt met een fotocel, die rechts, in het verlengde van de stippellijn A op de nevenstaande schets, op grote afstand vast is opgesteld.

Het toestel bestaat in hoofdzaak uit een soort kooi, die gedraaid kan worden rondom de genoemde horizontale stippellijn als as. In de kooi is een grote vlakke spiegel (S) onder 45° ten opzichte van deze as gemonteerd. De spiegel reflecteert een van de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

te onderzoeken lichtbron opgevangen lichtbundel met de bundelas L altijd in de richting A naar de fotocel, hoe de kooi ook moge worden gedraaid.

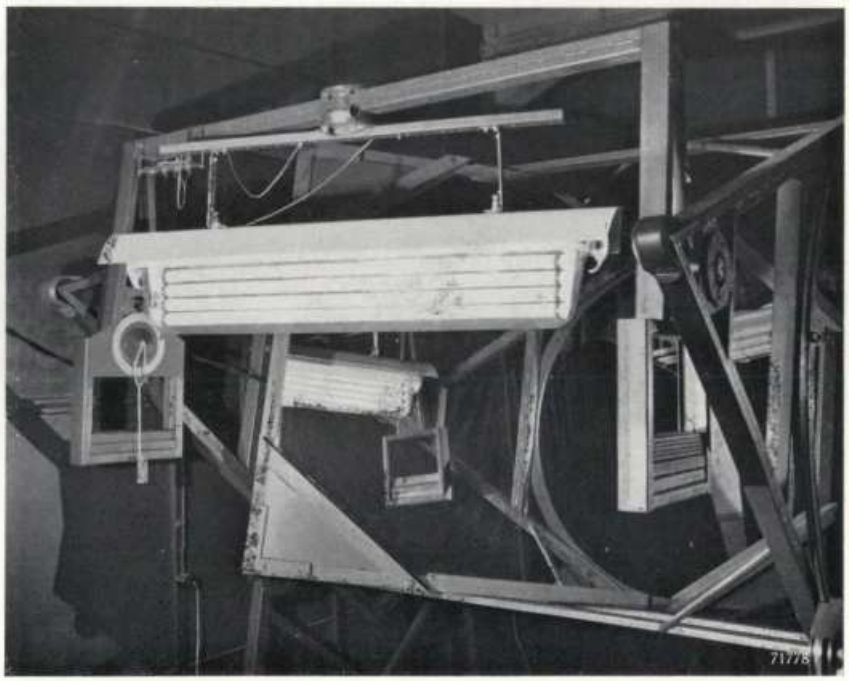


De lichtbron — op de foto is dit een armatuur voor straatverlichting met vier „TL"-lampen — hangt in een beugel (B), die vrij kan draaien om de, door het hart van de lichtbron gaande, nevenas a-a. Door gewichten (G) wordt de beugel, en dus ook de lichtbron, wanneer de kooi wordt gedraaid, altijd in de verticale stand gehouden. Bij een volledige wenteling van de kooi „tast" de fotocel dus het uitgezonden licht in een meridiaan rond de lichtbron af. Door de lichtbron na elke volledige wenteling over een kleine hoek om de (steeds verticale!) as V te draaien, kan men telkens een andere meridiaan doormeten en zodoende de gehele lichtverdeling bepalen.

Op de onderstaande detailfoto is de ophanging van de lichtbron in de beugel nog beter te zien. Door omdraaien van de beugel kunnen ook staande in plaats van hangende armaturen worden gemeten.

Het zou natuurlijk eenvoudiger geweest zijn de lichtbron zelf met haar middelpunt op de as A te plaatsen en ze om twee assen, loodrecht op A, te draaien. De lichtbron zou daarbij echter uit haar normale brandstand worden gekanteld, wat voor vele soorten lampen niet toelaatbaar is of onzuivere meetresultaten geeft, zodat het meettoestel voor zulke lampen niet zou kunnen worden gebruikt. Andere toestellen die men voor hetzelfde doel heeft geconstrueerd, werken daarom met een vaste opstelling van de lichtbron en laten hetzij de fotocel zelf rond de lichtbron zwaaien, hetzij een of meer spiegels, die het licht van de bron naar een vaste fotocel leiden. Ten opzichte van zulke constructies heeft het afgebeelde toestel het voordeel, dat men bij betrekkelijk geringe afmetingen de fotocel zeer ver weg kan plaatsen [1]), en dat geen excentrische beweging van een grote, zware spiegel nodig is. In ons geval treden derhalve in hoofdzaak symmetrische en niet al te grote krachten en koppels op, zodat we met een betrekkelijk lichte en eenvoudige constructie een voldoende stijfheid konden ver-

[1]) Dit is nodig voor lichtbronnen met een grote zg. fotometrische grensafstand (bundellichten); zie Philips techn. T. **9**, 114, 1947.



Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

krijgen om de nauwkeurigheid waarmee de meetrichting kan worden vastgelegd niet door allerlei deformaties te laten bederven.

Het laatstgenoemde gezichtspunt was het ook dat tot de eigenaardige kooiconstructie heeft geleid. De axiaal uittredende lichtbundel liet niet toe, aan deze zijde de ronddraaiende constructie te steunen met een normale legering in een kussenblok. Een legering alléén aan de andere zijde zou slechts ten koste van een zeer zware en kostbare constructie de nodige stijfheid hebben kunnen opleveren. De afgebeelde oplossing, met twee grote ringen die ieder op twee in een draagstoel gelegerde rollen rusten, is licht en toch zeer stijf. Dank zij de dubbelzijdige legering treden ter plaatse van de bevestigingspunten van armatuur en spiegel alleen verticale doorzakkingen op, geen hoekverdraaiingen, die voor de meetnauwkeurigheid veel gevaarlijker zijn. De doorzakking van de beugel ter plaatse van het armatuur bedraagt bij een armatuurgewicht van 100 kg nog geen 2 mm, de grootste optredende doorzakking van de spiegel minder dan 0,1 mm. De hoekmetingen zijn derhalve zeer betrouwbaar: in elke meridiaan kan de hoek („hoogte") op $^1/_{20}{}^\circ$ nauwkeurig worden ingesteld en afgelezen, de hoek van de meridiaan zelf („azimuth") op $^1/_{12}{}^\circ$. Zulk een grote nauwkeurigheid is vereist voor sommige lichtbronnen voor autoverlichting en voor vliegveldverlichting, waarbij de lichtverdeling zeer nauw luistert.

L. de WIT.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voorzover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

1987: W. de Groot: A graphical method for solving problems of low-level photometry (Appl. sci. Res. **B2**, 131-148, 1951, No. 2).

In het gebied tussen het zuivere kegeltjes-zien en het zuivere staafjes-zien kan een niveau van subjectieve helderheid worden gekarakteriseerd door het minimum vermogen (E_m) per oppervlakteeenheid en per eenheid van ruimtehoek waardoor monochromatisch deze helderheidsindruk kan worden teweeggebracht (bijbehorende golflengte λ_m). Indien nu de ooggevoeligheidsfunctie $V(\lambda_m,\lambda)$ voor dat helderheidsniveau bekend is en een spectrale energieverdeling $E(\lambda)$ gegeven is waarvoor $\int E(\lambda)\ V(\lambda_m,\lambda)\ d\lambda = E_m$ en welke dus dezelfde schijnbare helderheid heeft als E_m, dan is de vraag de luminantie $L_E = K\int E(\lambda)\ V_p(\lambda)\ d\lambda$ van die straling te bepalen, waarbij K is het photopische maximale stralingsequivalent en $V_p(\lambda)$ de photopische ooggevoeligheid. Dit probleem wordt grafisch opgelost door middel van een diagram waarin log KE_m als functie van λ_m is uitgezet. Op deze wijze kan men voor iedere gegeven relatieve spectrale verdeling het verband tussen luminantie en subjectieve helderheid aangeven. Kiest men de luminantie van een bepaalde spectrale verdeling als maat voor de subjectieve helderheid, dan kan men de luminantie van andere spectrale verdelingen tot deze subjectieve helderheid herleiden en omgekeerd. Hetzelfde kan men doen voor een willekeurige monochromatische straling van golflengte λ. Indien men voor een aantal waarden van E_m de logarithme van de luminanties van monochromatische stralingen tegen λ uitzet, krijgt men het reeds door Bouma gevonden diagram. Aangegeven wordt hoe men in dit diagram ook de gegevens voor samengestelde stralingen kan tekenen. Het artikel bevat verder een analyse van de gegevens van Weaver betreffende de functies $V(\lambda_m, \lambda)$; met behulp van deze gegevens worden de boven bedoelde functies berekend. Ten slotte wordt de uit de gegevens van Weaver afgeleide betrekking tussen E_m en λ_m getoetst aan andere data uit de literatuur.

1988: J. J. Went en H. P. Wijn: The magnetization process in ferrites (Phys. Rev. **82**, 269-270, 1951, No. 2).

Beneden de gyromagnetische resonantiefrequentie is de aanvangspermeabiliteit van ferrieten in het algemeen onafhankelijk van de frequentie. Hieruit was reeds afgeleid, dat de magnetisatie bij zeer kleine veldsterkten vrijwel geheel door rotatieprocessen moet worden beheerst. Metingen bij grotere veldsterkten, tot $\mu_0 H = 10^{-4}$ Wb/m^2 ($H = 1$ Oe), en als functie van de frequentie, tot 1800 kHz, hebben aangetoond dat er nog een tweede magnetisatiemechanisme is, dat (a) reeds beneden de gyromagnetische resonantiefrequentie afhankelijk is van de frequentie, (b) bij des te kleinere veldsterkten meetbaar is naarmate het ferriet dichter is gesinterd, (c) niet reversibel is. Dit extra proces wordt toegeschreven aan irreversibele verschuivingen van Bloch-wanden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

1989: F. A. Kröger en P. Zalm: The origin of multiple bands in luminophors activated by divalent manganese (J. Electrochem. Soc. **98**, 177-182, 1951, No. 5).

Een kritische beschouwing van de bestaande theorieën betreffende het ontstaan van meervoudige banden in mangaanfosforen levert als resultaat dat de „clustertheorie" de voorkeur verdient boven de „coördinatietheorie". Het is waarschijnlijk dat de banden ontstaan door overgangen van diverse beginniveaus naar een enkelvoudige grondtoestand. De variatie van de fluorescentie met de temperatuur wordt nader besproken op grond van dit model en op grond van de onderstelling dat de verschillende banden alle in eenzelfde centrum hun oorsprong vinden.

1990*: P. Cornelius: Kurze Zusammenfassung der Elektrizitätslehre. Eine Einführung des rationalisierten Giorgischen Maszsystems (Wien, Springer-Verlag, 1951; VI + 89 blz., 11 fig., 7 tabellen).

Voor de bespreking van dit boekje zij verwezen naar No. **1803** *. De Duitse uitgave is uitgebreid met een hoofdstuk over het verschil tussen veldsterkte en inductie in het electrische en het magnetische veld; verder is er een „Aanhangsel" toegevoegd, waarin de schrijver de bezwaren bespreekt die physici tegen zijn behandelingswijze zouden kunnen aanvoeren.

1991: J. L. Snoek: Conférence sur les propriétés magnétiques des ferrites (J. de Physique Radium **12**, 228-238, 1951, No. 3).

Overzicht van de magnetische eigenschappen van ferrieten, waarin achtereenvolgens worden besproken: Fe_3O_4, ferrieten XY_2O_4, technologie der ferrieten, geïnverteerde spinellen, theorie van Néel betreffende antiferromagnetisme, variatie van de verzadigingsmagnetisatie met de temperatuur, magnetisatieresonantie, magnetische kristalenergie, magnetostrictie, dispersie en absorptie bij hoge frequenties. Aan het artikel is toegevoegd een discussie-opmerking van E. W. Gorter over Zn- en NiZn-ferrieten waarbij Zn gedeeltelijk is vervangen door Ca of door Cd.

1992: A. Bierman en W. Hondius Boldingh: The relation between tension and exposure times in radiography (Acta Radiologica **35**, 22-26, 1951, No. 1).

Uit een aantal onder diverse omstandigheden genomen proeven blijkt dat de zwarting van een röntgenfoto nagenoeg gelijk blijft indien de spanning en de buisstroom zodanig worden gevarieerd, dat het product kilovolts^5 × milliampèreseconden constant is. In het gehele gebied der röntgendiagnostiek is deze vuistregel toepasbaar.

1993: J. J. Zaalberg van Zelst: Over versterkers met weinig veranderende versterking (T. Ned. Radiog. **16**, 117-135, 1951, No. 3).

Het artikel bevat een overzicht van methodes om de variatie van de versterking van versterkers te onderdrukken. De methodes waarbij althans van enkele constante netwerkelementen gebruik wordt gemaakt, vallen uiteen in twee groepen. Bij de eerste groep wordt de invloed van de verandering van de constanten van de buizen geëlimineerd door correcties aan de ingangs- of aan de uitgangstrap; bij de tweede groep wordt de variatie gecompenseerd door regelspanningen, welke aan een hulposcillator worden ontleend. Het is ook mogelijk een versterker met weinig veranderende versterking op te bouwen met behulp van elementen die geen van alle ieder op zichzelf constant zijn maar waarvan de variatie binnen zekere grenzen ligt. De theoretische grenzen van dit procédé worden besproken. Zie ook Philips techn. T. **9**, 24-31 en 309-315, 1947.

1994: J. A. Kok: On electrostatic plasma oscillations in metals (Physica **17**, 543-547, 1951, No. 5).

Getracht wordt de theorie der electrostatische plasma-oscillaties toe te passen op metalen, met in acht nemen van het feit dat in metalen de Fermi-Dirac-statistiek in de plaats treedt van de Maxwell-verdeling die in een gasvormig plasma zou optreden. Voor de frequentie van de electrostatische ionentrillingen wordt een bovenste grens gevonden van dezelfde orde van grootte als de grensfrequentie van Debije.

1995: J. J. Went: The value of the spontaneous magnetization of binary nickel alloys as a function of temperature (Physica **17**, 596-602, 1951, No. 6).

De kromme die het verband tussen de spontane magnetisatie J_s en de temperatuur T weergeeft is voor zuiver nikkel sterker gekromd dan voor iedere binaire Ni-legering, met uitzondering van volkomen geordende legeringen, zoals Ni_3Fe. Voor zuiver nikkel kan de vorm van de kromme worden verklaard met behulp van een orde-wanorde-verschijnsel, waarbij de magnetische momenten parallel of antiparallel geplaatst kunnen zijn. Waarschijnlijk moeten de andere gevallen worden verklaard met behulp van een orde-wanorde-verschijnsel in com-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

binatie met de statistische fluctuatie van de concentraties van de opgeloste atomen. In het geval van Ni_3Fe zijn er twee orde-wanorde-verschijnselen (een magnetisch en een kristallografisch) tegelijk in het spel.

R 160: H. Bremmer: The discharge of a series of equal condensers having arbitrary resistances connected in parallel (Philips Res. Rep. **6**, 81-85, 1951, No. 2).

Berekening, met behulp van operatorenrekening, van de ballistische ontlaadstroom van een serie condensatoren, elk met een weerstand parallel, in verband met het in **R 159** beschreven model.

R 161: B. D. H. Tellegen en E. Klauss: Resonant circuits coupled by a passive four-pole that may violate the reciprocity relation (Philips Res. Rep. **6**, 86-95, 1951, No. 2).

Om bij een gegeven vorm van de resonantiekromme een maximale overdracht te verkrijgen bij de in de titel genoemde systemen, moeten de kringen gelijk afgestemd en gelijk gedempt zijn. Voor maximale overdracht bij koppeling van de kringen door een passieve vierpool die wel aan de reciprociteitsbetrekking voldoet, moeten de kringen in het algemeen ongelijk afgestemd en ongelijk gedempt zijn. Bij gebruik als koppelnetwerk in een versterker moeten de kringen steeds gelijk afgestemd en gelijk gedempt zijn om de invloed van verandering in capaciteiten of geleidingen van de buizen op de vorm van de resonantiekromme tot een minimum te beperken. Voor een symmetrische resonantiekromme met vlakke top verhouden de maximale overdrachten in de drie gevallen zich als $(1 + \sqrt{2}) : 2 : 1$.

R 162: H. G. Beljers en W. J. van de Lindt: Dielectric measurements with two magic tees on shorted waveguides (Philips Res. Rep. **6**, 96-104, 1951, No. 2).

Beschrijving van de theoretische grondslagen en practische uitvoering van een methode voor het uitvoeren van diëlectrische metingen met microgolven. Aangetoond wordt dat de zg. „magische T" met vier takken kan worden gebruikt zowel als brugschakeling, als om een willekeurige complexe golfimpedantie tot stand te brengen. Met gebruikmaking van de „T" kunnen diëlectrische metingen nauwkeuriger worden uitgevoerd dan bij de conventionele methoden waarbij van een staande-golf-indicator wordt uitgegaan. Enkele details van het meetinstrument en de meting worden besproken. Ten slotte worden resultaten van metingen aan polystyreen meegedeeld.

R 163: H. C. Hamaker en Th. Hehenkamp: Minimum-cost transformers and chokes, II (Philips Res. Rep. **6**, 105-134, 1951, No. 2).

Vervolg van **R 150**. 1) Bepaling van de minimale prijs bij gegeven vermogen $P = VA$ en gegeven waarde van het product $M = BS$ van de maximale magnetische fluxdichtheid en de effectieve electrische stroomdichtheid (PM-klasse). 2) Ontwerp met minimale verliezen W bij gegeven VA en M (VM-klasse). De uitkomsten worden in zodanige vorm meegedeeld dat ze vergelijkbaar zijn met die van het vorige artikel, waarin de minimale prijs bij gegeven verliezen W en gegeven VA wordt berekend (PW-klasse). Als VA en W gegeven zijn, is de laatstgenoemde oplossing altijd het goedkoopst, maar als een waarde van B of van de maximale warmteafgifte per cm^2 buitenoppervlakte voorgeschreven is, kunnen de andere oplossingen voordeliger zijn. De keuze van een ontwerp hangt er dus van af, welke eigenschappen men als limiterend beschouwt. De keuze tussen de typeklassen is van secundair belang. Deze problemen worden in detail besproken. In een aanhangsel wordt een stel tabellen gegeven met behulp waarvan de PM-ontwerpen of de WM-ontwerpen snel kunnen worden verkregen. Ten slotte wordt het geval beschouwd dat de som van de kosten van de transformator en van de verliezen tijdens de levensduur minimaal moet zijn. Dit probleem kan met behulp van de aangegeven methodes eveneens worden opgelost.

R 164: P. Schagen: On the mechanism of high-velocity target stabilization and the mode of operation of television-camera tubes of the image-iconoscope type (Philips Res. Rep. **6**, 135-153, 1951, No. 2).

Beschouwingen over het mechanisme van de stabilisatie van de potentiaal van de trefplaat in een iconoscoop en een beeldiconoscoop bij grote electronensnelheden. Enkele onderstellingen worden gemaakt en daaruit worden vergelijkingen afgeleid voor de potentiaal van de trefplaatelementen als functie van de tijd en voor de grootte van het signaal. Hieruit blijkt dat vergroting van de secundaire emissiecoëfficient en van de capaciteit van de trefplaat een betere beeldqualiteit zal opleveren, hetgeen door proeven wordt bevestigd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!